www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

12e JAARGANG No. 7, blz. 189-216 JULI 1950

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

DE SERIE „PHOTOFLUX" FLITSLAMPEN

door G. D. RIECK en L. H. VERBEEK. 771.448.4

BREED GETEEKENDE
NIET OMGEKEERDE
Daguerréotype Portretten.
Westnieuwland, naast *London Koffijhuis*, No. 83.

De Heer PRONK heeft de eer te berigten, dagelijks werkzaam te zijn tot het vervaardigen van **DAGUERRÉOTYPE PORTRETTEN**, etc. etc., van af het kleinste tot buitengewone grootte; ook worden de kleuren bij verkiezing zeer juist aangebragt. Vooral maakt de Heer PRONK Belanghebbenden attent op de verbetering in deszelfs **Optisch Toestel**, waardoor Portretten etc. regts overgebragt worden, en dus niet zoo als met de gewone bewerking, dat de linkerzijde regts en de regterzijde links op de verzilverde Plaat komt. Niet alleen is hierdoor verholpen het dwaze effect, hetgeen een Militair in uniform daarstelt, maar kan de gelijkenis van het gelaat omgekeerd niet mathematisch juist, en dus minder frappant gelijkend zijn; de pausering is zoo kort, dat jeugdige Kinderen daarvan profiteren kunnen. Voorbeelden, dagelijks door den Heer PRONK zelven vervaardigd, en niet om het Publiek te misleiden, te *Parijs* gekocht, zijn bij den Heer *BAEDEKER*, Boekhandelaar in de Hoofdsteeg, zoowel als aan het Atelier ter bezigtiging, waartoe het geëerde Publiek beleefdelijk wordt uitgenoodigd. Het meest duistere weder geeft geene verhindering in de bewerking, die plaats heeft in eene kamer waarin de zon niet kan doordringen.

(3644) H PRONK.

Advertentie in de Nieuwe Rotterdamsche Courant van 6 Mei 1850.

Inderdaad is het bekend dat reeds ca 100 jaar geleden, in het prille begin van de fotografie, kunstlichtopnamen werden gemaakt, en wel ... opnamen met flitslicht, verkregen o.a. door verbranden van magnesiumpoeder. Ook de heer Pronk heeft ongetwijfeld met flitslicht gewerkt. Bij de toen beschikbare permanente kunstlichtbronnen zou, wegens de zeer geringe gevoeligheid van de „verzilverde platen", de posering zeker te lang geweest zijn voor jeugdige kinderen.

Inmiddels is de flitstechniek wel in hoge mate verfijnd, zoals uit het hier volgende artikel duidelijk wordt.

Inleiding

Ongeveer 20 jaar geleden werden de „Photoflux" en soortgelijke flitslampen ingevoerd, als vervanging van het voordien gebruikte „bliksemlicht", dat bestond uit een aan de lucht verbrandend mengsel van magnesiumpoeder met een oxydatiemiddel. Het succes was opmerkelijk. Slechts op een enkel toepassingsgebied, bijv. voor lichtbommen bij het fotograferen uit vliegtuigen, is het „open" flitslicht in gebruik gebleven; voor de rest werd het in zeer korte tijd door de „gesloten" flits verdrongen. „Verdrongen" is daarbij feitelijk niet het juiste woord: de moderne flitslampen met hun veilige, zindelijke en nauwkeurig beheerste werking, hebben niet alleen het terrein van de open flits veroverd, maar hun invoering heeft een ontzaglijke uitbreiding van dit terrein, het fotograferen met

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

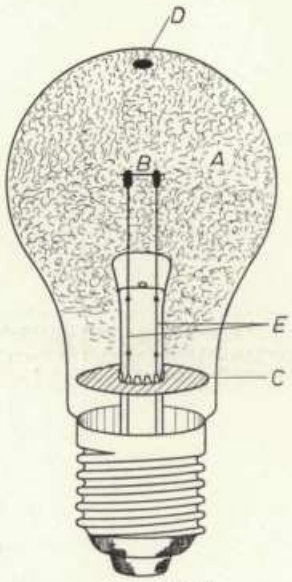
flitslicht, bewerkstelligd. De flitslamp is de onafscheidelijke begeleider geworden van de persfotograaf — wellicht de voornaamste verbruiker van dit artikel — en ook in de practijk van de amateurfotograaf is de flitslamp een zeer belangrijke plaats gaan innemen. Vele zijn dan ook de accessoires die voor de flitslichtfotografie op de markt worden gebracht, zoals reflectoren en synchronisatoren, en vele zijn de cameratypen die men heeft voorzien van ingebouwde synchronisatoren met contacten voor een of meer flitslampen. We noemen in dit verband de Philips flitscamera, waarbij behalve de synchronisator ook de lamphouder en reflector in de camera zijn ingebouwd [1]).

Het principe van de „Photoflux" lamp is reeds in 1936 in dit tijdschrift behandeld [2]). Aan dit principe is niet veel gewijzigd en ook in het uiterlijk der lamp is weinig verschil te zien ten opzichte van de toen beschrevene. Toch zijn de eigenschappen er van op allerlei punten verbeterd of veranderd, zodat het ons nuttig voorkomt de „Photoflux" lampen — er bestaat thans een serie van 5 typen, die ten dele nog in verschillende kleuren worden gemaakt — opnieuw te bespreken. We zullen ons daarbij er niet op toeleggen speciaal de punten van overeenkomst en verschil met de vroegere typen uit te werken, daar dit voor de lezer wel van weinig interesse is.

Algemene constructie van de „Photoflux" flitslampen

Het lichteffect wordt bij de „Photoflux" lampen teweeggebracht door verbranding van een draad van een aluminium-magnesium-legering (met 5-7% Mg). Van dit draad, ter dikte van 32 μ, is een afgepaste hoeveelheid los in een soort gloeilampenballon gebracht, waarbij het tevens voorzien is van een „permanent wave", waardoor het als een luchtig, veerkrachtig kluwen de gehele ballon gelijkmatig vult. De afgesmolten ballon is verder gevuld met zuurstof van iets lagere dan atmosferische druk en bevat een ontsteekdraadje, dat door een van buiten toegevoerde electrische stroom kan worden verhit (zie *fig. 1*). Bij een bepaalde temperatuur van het draadje ontbrandt een hierop aangebrachte explosieve pasta, en de rondspattende gloeiende deeltjes hiervan ontsteken op talrijke punten tegelijk het aluminium-magnesium-draad, zodat het gehele kluwen in zeer korte tijd verbrandt.

De electrische stroom voor de ontsteking wordt in de regel ontleend aan een batterij. De grote typen „Photoflux" lampen kunnen echter ook op het lichtnet worden ontstoken. Hiertoe zijn deze typen voorzien van een snel werkende smeltveiligheid, die is ondergebracht in de lampvoet, waarmee de aansluiting op de stroombron wordt bewerkstelligd. Bij de zeer sterke stroom, die na het ontsteken, door boogvorming in het gas, uit het net wordt getrokken, smelt de ingebouwde smeltveiligheid door, en wel zo snel dat de huisveiligheid intact blijft.



63657

Fig. 1. Constructie van een „Photoflux" flitslamp. *A* kluwen van gekruld aluminium-magnesium-draad, *B* ontsteekdraadje met explosieve pasta, *C* aluminium plaatje, *D* stip van cobaltzout, *E* smeltveiligheidsdraden.

Tijdens de verbranding van het Al-Mg draad wordt de zuurstof snel verhit tot een hoge temperatuur, waardoor op de ballonwand gedurende korte tijd, totdat het gas weer afgekoeld is, een druk komt te staan die enige atmosferen kan bedragen. Een normale koude ballon kan deze overdruk wel doorstaan. In de flitslamp echter komt bij de verbranding tevens een regen van gloeiende asdeeltjes op de ballonwand. Deze deeltjes zouden plaatselijk barstjes in het glas kunnen veroorzaken, en in aldus verzwakte toestand houdt de ballon de druk niet uit. De ballons van de „Photoflux" lampen worden daarom voorzien van een inwendig laklaagje, waarin de gloeiende deeltjes worden gesmoord, dwz. waarin zij afkoelen voordat zij het glas kunnen beschadigen. Het gedeelte van de ballon nabij de lampvoet, waar het laklaagje met het oog op het dichtsmelten van de ballon niet kan worden aangebracht, wordt tegen de gloeiende deeltjes beschermd door een in de hals gemonteerd aluminium plaatje; dit is in fig. 1 te zien.

[1]) Zie Philips techn. T. **12**, 151, 1950 (No. 5).
[2]) J. A. M. van Liempt en J. A. de Vriend, De „Photoflux", een lichtbron voor fotografische momentopnamen, Philips techn. T. **1**, 289-294, 1936.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Ook uitwendige beschadigingen, zoals krassen die bijv. kunnen ontstaan als een paar lampen zonder verpakking in de jaszak meegenomen worden en langs elkaar schuren, zouden de ballons kunnen verzwakken, zodat zij de drukstoot bij het ontbranden niet uithouden. Om deze reden wordt ook buiten op de ballon een laklaag aangebracht, welke het krassen van het glas voorkomt. Tevens heeft deze buitenste laklaag de functie om, als het glas van de ballon toch mocht bezwijken, de scherven bij elkaar te houden en de explosie op deze wijze onschadelijk te maken. Te dien einde is deze laag vrij dik en van een taaie soort lak gemaakt. De laag is heel licht geel gekleurd om de contrôle op de aanwezigheid en hoedanigheid er van te vergemakkelijken; de lichtuitstraling wordt door de kleuring vrijwel niet beïnvloed.

Hoe effectief de beide laklagen zijn in het voorkomen van het uit elkaar springen der lampen, is gebleken uit de steekproeven die als regelmatige contrôle op de fabricage worden genomen. Van de tienduizenden lampen die hierbij in de loop der laatste jaren zijn ontstoken explodeerde er minder dan één op de duizend.

Dit geldt voor lampen waarvan de ballon vóór het ontsteken geheel gaaf was. Ballons die reeds kleine beschadigingen hebben, door welke oorzaak dan ook, zullen voor een groter percentage bij ontbranding springen; vooral zal dit het geval zijn bij ballons die kleine barstjes in het glas hebben gekregen waardoor lucht naar binnen kon dringen. Om het vergrote risico bij zulke lampen te vermijden, is in alle „Photoflux" lampen binnen op de kop van de ballon een stip van een cobaltzout aangebracht, die door zijn kleur onmiddellijk verraadt of er soms lucht in de ballon is gelekt. In zuivere zuurstof is de stip blauw, bij aanwezigheid van minimale hoeveelheden waterdamp (en die zijn er in de lucht altijd) verkleurt de stip tot rose. Men doet beter, lampen met verkleurde stip niet te gebruiken [3]).

Bij „Photoflux" lampen die hun plicht hebben gedaan, ziet men vaak dat in de binnenlak een meer of minder uitgebreide zwarte vlek is ontstaan, en soms dat de buitenlak plaatselijk tot een bel is opgeblazen. Beide verschijnselen kunnen twijfel doen rijzen of die laklagen nu wel zulk een gelukkige oplossing voor het explosieprobleem zijn: indien de zwarte vlek in het begin van de lichtontwikkeling ontstaat, zal zij een deel van het licht absorberen, en evenzo zal de bel in de laklaag, als zij ten tijde van het maximum van de drukstoot optreedt, de hoop op een voldoende steun aan een barstende ballon illusoir maken.

Filmopnamen van series van ontbrandende „Photoflux" lampen, gemaakt met een zeer snelle filmcamera (3000 beeldjes per seconde) hebben aangetoond dat de genoemde twijfel ongegrond is. Zowel de zwarte vlek in de binnenste laklaag als het opzwellen van de buitenste laklaag treden pas op nadat het overgrote deel van de verbranding en de lichtuitzending achter de rug is (*fig. 2* en *3*). Trouwens ook bij lichtmetingen is geen merkbaar verschil gevonden tussen lampen met en lampen zonder binnenlak.

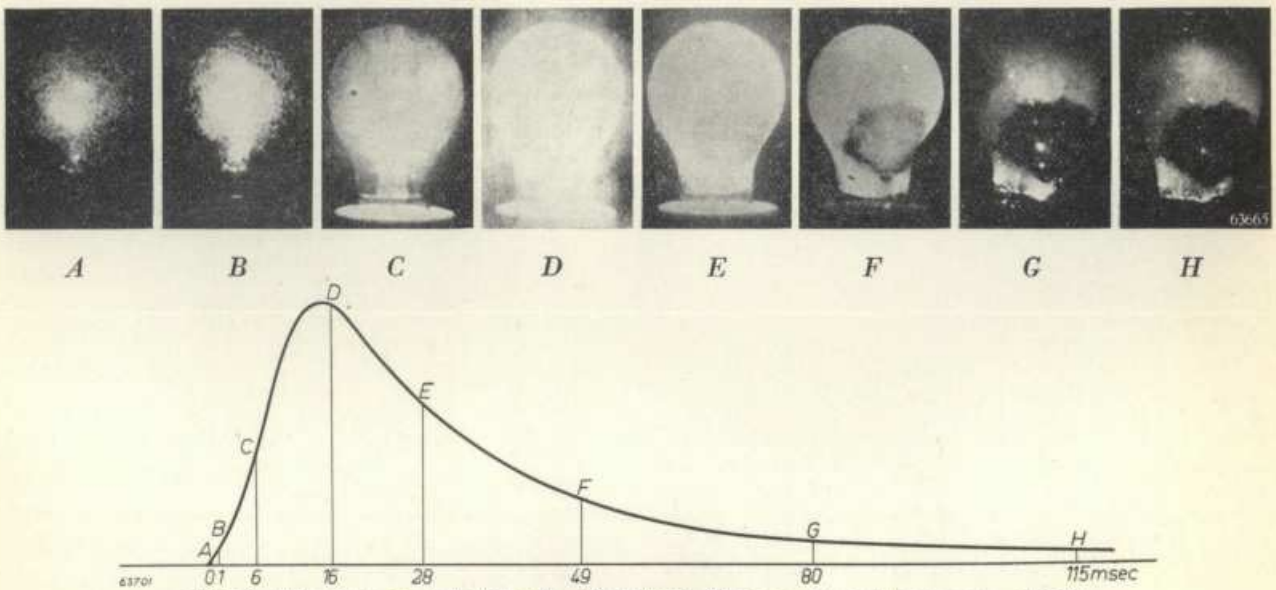


Fig. 2. Film van een ontbrandende „Photoflux" flitslamp, gemaakt met een snelheid van 3000 beeldjes per seconde. Uit de film zijn een aantal beeldjes gelicht, behorend bij de in de tekening (licht-tijd-karakteristiek) aangegeven tijdstippen na een willekeurig beginmoment (*A*). De film toont het ontstaan van een zwarte vlek in de binnenste laklaag.

[3]) Behalve een vergrote kans op springen, heeft men bij zulke lampen, die lucht hebben ingezogen, ook de kans dat de synchronisatie misloopt, doordat hun licht-tijd-karakteristiek enigszins is veranderd. Vgl. de laatste paragraaf van dit artikel.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

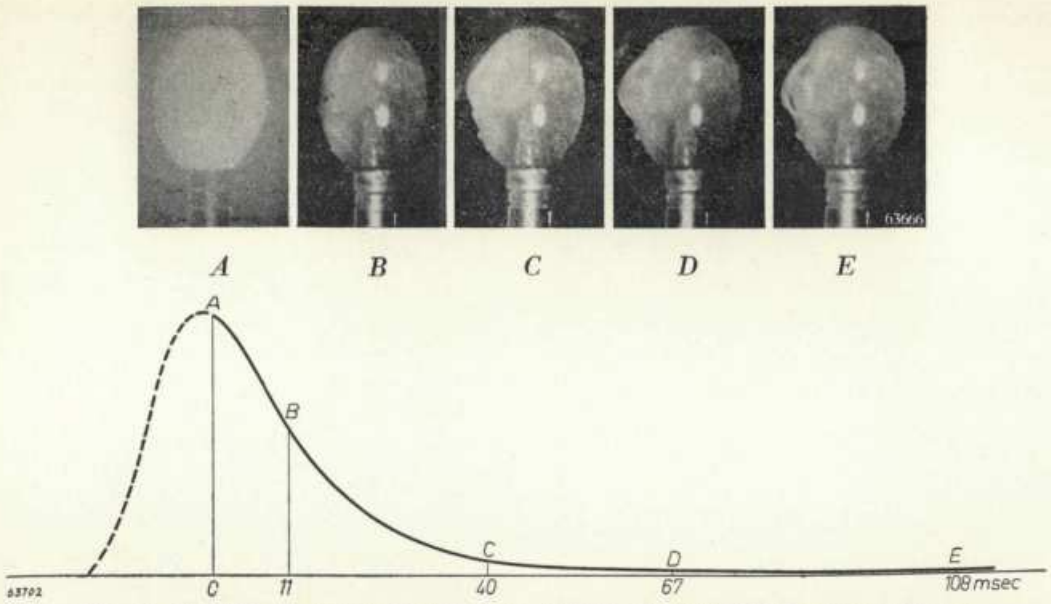
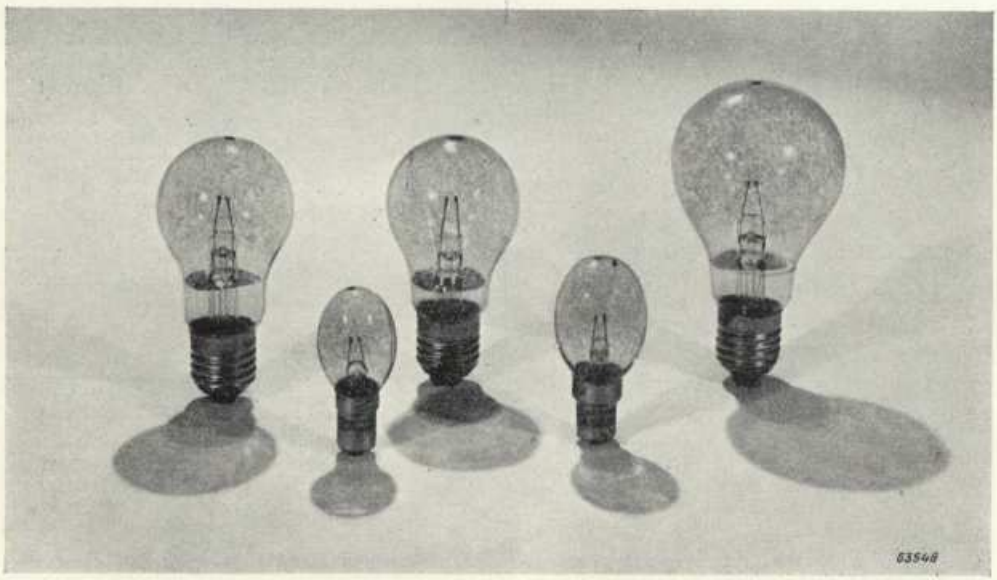


Fig. 3. Beeldjes uit een soortgelijke film als in fig. 2. Deze film toont het ontstaan van een bel in de buitenste laklaag.

De verschillende typen „Photoflux" lampen

In *fig. 4* zijn de vijf typen „Photoflux" lampen die thans worden gemaakt weergegeven. Het zijn de PF 110, PF 56, PF 45, PF 25 en PF 14. De getallen geven ten naaste bij de duizendtallen lumenseconden aan die de lamp in totaal levert (en wel zg. fotografische lumenseconden; zie hieronder). De PF 56 bijv. levert dus 56 000 lumenseconden. Om te illustreren welk een enorme lichthoeveelheid dit is, vermelden wij dat men bij gebruik van deze lamp in een normale reflector, op 4 m afstand van het object, bij een belichtingstijd van $^1/_{100}$ sec op een normale snelle film, het diafragma van de camera tot $f/22$ moet sluiten om geen overbelichte opname te verkrijgen.

PF 45 PF 56 PF 110



PF 14 PF 25

Fig. 4. De 5 typen „Photoflux" lampen. De PF 110 wordt alleen in zeer speciale gevallen gebruikt, de normale typen voor de beroepsfotograaf zijn de PF 56 en de PF 25, de PF 14 is in hoofdzaak voor de amateurfotograaf bestemd. De PF 45 heeft een langere flitsduur dan de overige typen (zie de laatste paragraaf).

Zulk een klein diafragma is vaak niet gewenst, omdat door de grote scherptediepte ook de achtergrond onaangenaam scherp wordt weergegeven. Men zal dus bij opnamen in een normale kamer, waar meestal niet veel grotere afstanden dan 4 m

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

mogelijk zijn, de PF 56, en a fortiori de PF 110, alleen gebruiken als men ter wille van een meer artistieke verlichting (gebruik van een diffuserend scherm of verlichting via het plafond, waarbij uiteraard veel licht verloren gaat) een overvloed van licht nodig heeft. Bij de meer gebruikelijke rechtstreekse verlichting kan men gewoonlijk met een kleiner type werken, bijv. met de PF 25 of de PF 14. Voor een rechtstreekse verlichting zijn deze kleine lampen niet eens zo veel minder effectief als men misschien uit het verschil in lumenseconden zou concluderen: doordat de zwakkere lampen ook kleiner van afmetingen zijn, wordt hun licht door een reflector van gegeven grootte beter gebundeld.

De afmetingen van de PF 25 en de PF 14 zijn zo klein dat men er gemakkelijk een aantal van in jas- of broekzak kan meenemen. Vooral de PF 25, die bij de kleine afmetingen toch nog een zeer behoorlijke lichthoeveelheid geeft, is hierom bij persfotografen zeer populair geworden. Deze kleine lampen hebben geen smeltveiligheid en moeten worden ontstoken met een batterij van 3 tot 12 volt. Daar zij voorzien zijn van een kleine bajonetlampvoet en dus niet passen in de lamphouders van normale verlichtingslampen, kan het niet licht gebeuren dat men zich, onkundig van de beperking, voor het ontsteken van deze lampjes toch van het net tracht te bedienen.

Over het type PF 45 hebben we het nog niet gehad. Het type is vergelijkbaar met de PF 56 (uiterlijk zijn de twee typen zelfs geheel identiek), doch het verschilt hiervan door een langere flitstijd. Wat hiermee precies bedoeld is en wat het doel er van is, zullen we in de volgende paragraaf uitvoerig bespreken.

Het licht dat de genoemde typen „Photoflux" lampen uitzenden, heeft een kleurtemperatuur van 4050 °K; dit wil zeggen, het heeft een spectrale verdeling welke in grote trekken overeenkomt met die van de straling van een zwart lichaam met een temperatuur van 4050 °K. Alleen heeft het spectrum van de „Photoflux" lampen nog een aantal extra banden in het groen, zie *fig. 5* [4]).

Voor normale zwart-wit opnamen wordt hiermee een goede kleurweergave verkregen. Voor kleurenfoto's echter moet de spectrale verdeling van de te gebruiken lichtbron anders zijn: daglicht-kleurenfilms hebben een spectrale gevoeligheid die alleen bij gebruik van „gemiddeld daglicht", d.i. een lichtbron met kleurtemperatuur circa 5500 °K, tot een juiste weergave van alle kleuren leidt; aan de minder vaak gebruikte kunstlicht-kleurenfilms is een kleurtemperatuur van 3200 of 3400 °K ten grondslag gelegd. Om ook flitslichtopnamen op kleurenfilm te kunnen maken, worden sommige typen „Photoflux" lampen behalve in de normale

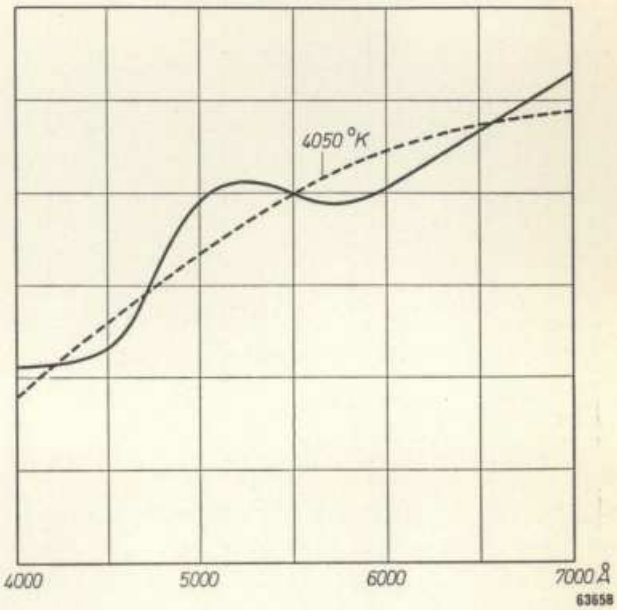


Fig. 5. Spectrale verdeling van het licht uitgezonden door een „Photoflux" lamp. Gestippeld is aangegeven de spectrale verdeling van de straling van een zwart lichaam van 4050 °K.

vorm eveneens gefabriceerd in twee varianten, de ene bedekt met een blauwe laklaag om de kleurtemperatuur op circa 5500 °K te brengen, de andere met een gele laklaag waardoor de kleurtemperatuur circa 3300 °K wordt. Bij de blauwe lampen bleek het nodig de laklaag zo te kiezen dat door een voldoende absorptie in het groen speciaal de groene emissiebanden onschadelijk werden gemaakt. In *fig. 6* is de spectrale transmissiekromme van de blauwe laklaag weergegeven; verder is in deze figuur getekend de verkregen spectrale verdelingskromme van de blauwe lamp en die van daglicht, waardoor de bereikte aanpassing wordt getoond. Natuurlijk moet men bij de kleurcorrectie een zeker lichtverlies op de koop toe nemen. Het bedraagt bij de gele lamp ca 10%, bij de blauwe ca 50%.

Bij de hierboven gegeven getallen voor de totale lichthoeveelheden der „Photoflux" lampen, die ook in de typenummers tot uitdrukking worden gebracht, is een toelichting gewenst.

Als we een lichtstroom (beter: stralingstroom) meten in lumens, betekent dit dat we aan de straling van elke golflengte een waarde toekennen overeenkomstig de ooggevoeligheid voor die golflengte. Voor ons doel is dit klaarblijkelijk niet de juiste weg. Om een voorbeeld te geven: het ultraviolette deel van het stralingspectrum van een willekeurige lichtbron (waarvan de fotografische objectieven nog een vrij groot

[4]) F. G. Brockman, J. Opt. Soc. Amer. **37**, 652-659, 1947.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gedeelte doorlaten) wordt bij de bepaling van de lumens in het geheel niet meegeteld, omdat het oog er niet gevoelig voor is; toch brengt het ultraviolet een aanzienlijke zwarting op normaal fotografisch materiaal teweeg.

Daar komt nog bij, dat het meten van de totale stralingshoeveelheid van de flitslamp — op zich zelf al geen eenvoudige taak — een tamelijk precaire zaak wordt als men de spectrale

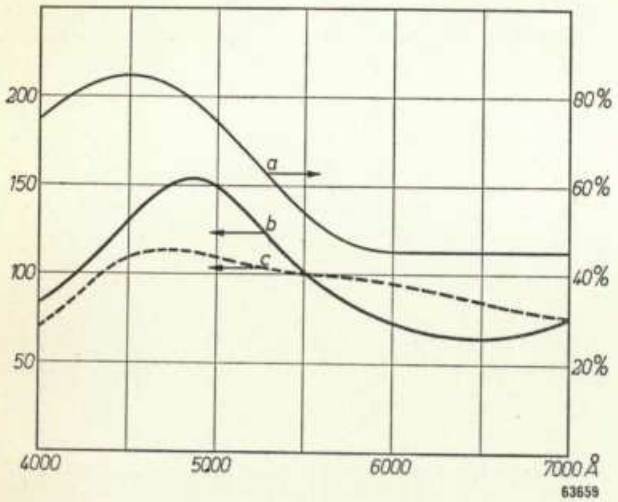


Fig. 6. *a*) Spectrale transmissiekromme van de lak voor de blauwe „Photoflux" lampen, voor kleurenopnamen op daglicht-kleurenfilms.
b) Spectrale verdeling van het licht van een blauw gelakte „Photoflux" lamp.
c) Spectrale verdeling van daglicht (kleurtemperatuur ca 5500 °K).

gevoeligheid van de meetapparatuur met de vereiste nauwkeurigheid gelijk tracht te maken aan die van het oog. Dit blijkt bij voorbeeld uit het feit dat enkele jaren geleden, toen de in Amerika voor de metingen gebruikte standaard-apparatuur werd gecorrigeerd, alle voor Amerikaanse flitslampen opgegeven aantallen lumenseconden met liefst 20% moesten worden verminderd.

Om deze redenen geven wij, in tegenstelling met het Amerikaanse gebruik, de lichthoeveelheden van de „Photoflux" flitslampen niet in visuele doch in zg. fotografische lumenseconden op. Deze eenheid is rechtstreeks betrokken op de gewenste werking van de lamp, dus niet op de helderheidswaarneming van het oog maar op de zwarting van een fotografische emulsie. De definitie luidt: Een lichtbron levert één fotografische lumenseconde indien zij op een gemiddelde orthochromatische emulsie, in een opstelling volgens D.I.N.-normalisatie, eenzelfde zwarting levert als één visuele lumenseconde van een sensitometer-normaallamp. De meting is nu veel minder moeilijk, daar men niet verplicht is een zeer bepaalde gevoeligheidskromme na te bootsen (die van het gemiddelde oog), doch een gemakkelijk realiseerbare gevoeligheidskromme, die de bedoelde gemiddelde emulsie goed benadert, als standaard heeft kunnen vaststellen.

De aldus gedefinieerde fotografische lumenseconde (en de op analoge wijze te definiëren fotografische lumen) is weliswaar betrokken op de thans min of meer verouderde orthochromatische emulsie. Met vrij goede benadering blijken de getalwaarden echter ook voor panchromatische emulsies te gelden. Verder geldt voor de „Photoflux", dat een fotografische lumenseconde ≈ 0,7 visuele lumenseconden.

De licht-tijd-karakteristiek der „Photoflux" lampen

In *fig.* 7 is de gemiddelde licht-tijd-karakteristiek van alle „Photoflux" lampen op de PF 45 na weergegeven. Hierbij is de lichtstroom (in fotografische lumens) uitgezet als functie van de tijd (in milliseconden) die verloopt na het sluiten van het electrisch contact voor de stroom door het ontsteekdraadje. Hoe men zulk een karakteristiek opneemt, vindt men elders beschreven [5]).

Het onder elke kromme besloten oppervlak geeft de grootte aan van de totale stralingshoeveelheid, waarover wij het reeds hebben gehad. Deze grootheid is alleen dan bepalend voor het effect van de flitslamp als wij bij het fotograferen de oude zg. „open-en-flits" methode toepassen: hierbij zet men de sluiter op B (bal) of T (tijd), opent de lens tijdig voor de opname, ontsteekt de flitslamp en sluit de lens weer. Bij deze primitieve „synchronisatiemethode" wordt de belichtingstijd niet door de vrij lang geopende sluiter bepaald, doch door de duur van het flitslicht. In het geval van de PF 56 bijv. is de belichtingstijd dan ongeveer $^1/_{40}$ sec (de weinig werkzame „staartjes" van de kromme in fig. 7 buiten beschouwing gelaten). Het is nu echter juist een belangrijk voordeel van de moderne flitslampen dat deze een verfijnde synchronisatiemethode mogelijk maken, waardoor ook veel

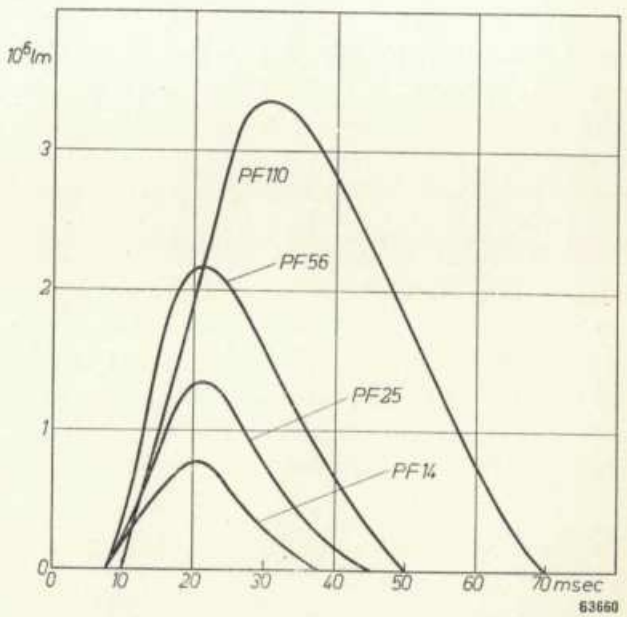


Fig. 7. Gemiddelde licht-tijd-karakteristieken van de „Photoflux" flitslampen PF 110, PF 56, PF 25 en PF 14. Uitgezet is de lichtstroom (in lumens) als functie van de tijd (in msec) verstreken na het inschakelen van de stroom door het ontsteekdraadje.

[5]) Zie bijv. J. A. M. van Liempt en J. A. de Vriend, Physica **4**, 354, 1937; T. H. Projector en L. E. Barbrow, Rev. sci. Instr. **16**, 51, 1945.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

kortere belichtingstijden dan de flitsduur kunnen worden verwezenlijkt. Welke eisen worden hiertoe aan de karakteristiek van de lamp gesteld?

Bij het bespreken hiervan moeten we verschil maken tussen de synchronisatie met objectiefsluiters en die met spleetsluiters.

Synchronisatie van flitslamp en objectiefsluiter

In *fig. 8*, kromme *a*, is de (geïdealiseerde) belichtingskarakteristiek van een objectiefsluiter weergegeven, dwz. als functie van de tijd is uitgezet het gedeelte van het lensoppervlak dat door de sluiterbladen is vrijgegeven, bijv. bij een ingestelde belichtingstijd van $^1/_{100}$ sec. Om een opname met deze belichtingstijd te maken bij het licht van een flitslamp, zal men wensen dat de piek van de lichtuitzending (kromme *b*) ongeveer samenvalt met het midden van de periode waarin de sluiter geheel open is. Dit wordt bewerkstelligd doordat men de ontspanner van de sluiter bedient via een apparaatje — de synchronisator — dat eerst een electrisch contact voor de ontsteking van de flitslamp sluit en dan pas, na een bepaalde vertragingstijd (T_0 in fig. 8), de sluiter in werking stelt.

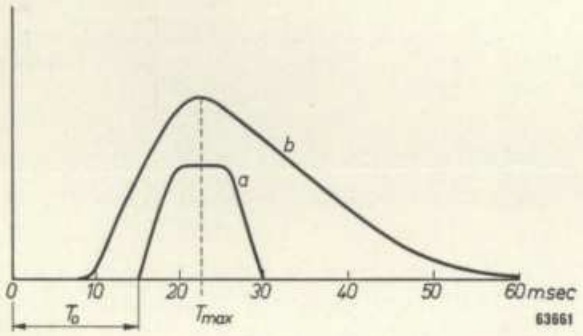


Fig. 8. *a*) Belichtingskarakteristiek van een objectiefsluiter, ingesteld op een belichtingstijd van $^1/_{100}$ sec. Als functie van de tijd is uitgezet het gedeelte van het lensoppervlak dat door de sluiterbladen is vrijgegeven.
b) Licht-tijd-karakteristiek van de PF 56. De „maximum-tijd" T_{max} bedraagt ca 22 msec, evenals die van de PF 25 en de PF 14. De vertragingstijd T_0, waarmee de synchronisator de sluiter in werking stelt nadat hij het contact voor de flitslamp heeft gesloten, moet aangepast zijn aan de waarde van T_{max}.

Doorslaggevend voor de te verkrijgen zwarting op de film is in dit geval niet het totale aantal lumenseconden van de flitslamp, maar, bij benadering, de maximale lichtstroom (het aantal lumens in de top van de karakteristiek, bij de PF 56 bijv. ruim 2 millioen).

De vertragingstijd T_0 van de synchronisator moet, zoals uit fig. 8 blijkt, aangepast zijn aan de tijd die de flitslamp nodig heeft om na het sluiten van het contact de maximale lichtontwikkeling te bereiken, de zg. maximum-tijd [6]). Deze tijd moet daarom voor alle flitslampen van één type met een heel geringe tolerantie gelijk zijn aan de er voor vastgestelde waarde, en het liefst moet hij ook gelijk zijn voor verschillende typen flitslampen, van verschillende grootte en zelfs van verschillend fabrikaat, opdat men al deze lampen door elkaar kan gebruiken zonder dat het nodig is de (instelbare) vertragingstijd van de synchronisator telkens hiervoor te veranderen.

In het begin waren de „Photoflux" flitslampen geconstrueerd voor een maximum-tijd van ca 30 msec. Na de tweede wereldoorlog en na de hervatting van de verbindingen bleek ons echter dat de Amerikaanse fabrikanten het inmiddels eens waren geworden over een kortere maximum-tijd, van 20 à 22 msec. Zelfs waren er verscheidene camera's op de markt gekomen met ingebouwde synchronisatoren die slechts konden worden ingesteld voor maximum-tijden van hoogstens 25 msec.

Ter wille van de uniformiteit, en om de „Photoflux" lampen ook met deze camera's te kunnen gebruiken, is toen de maximum-tijd van de PF 56, PF 25 en PF 14 eveneens teruggebracht tot de waarde van ca 22 msec. Deze wijziging, die in hoofdzaak er op neer kwam dat de snelheid van aansteken van het aluminium-magnesium-draad werd vergroot, kon worden gerealiseerd door een veranderde samenstelling van de explosieve pasta op het ontsteekdraadje. Een bijkomstig gevolg van de snellere ontbranding was een vergroting van de drukstoot waaraan de ballon wordt blootgesteld, en daarmee een grotere kans op breken van de ballon. Door een verbetering van de uitwendige laklaag heeft men dit euvel kunnen beteugelen, zoals uit de hierboven meegedeelde cijfers blijkt.

Het is misschien goed er nog even op te wijzen dat van de hier bedoelde „verfijnde" synchronisatie alleen sprake is als we met een mechanische sluiter een gedeelte van een relatief te lange flitsduur willen (en kunnen) afsnijden. Bij de gasontladingsflitslampen, die in de laatste jaren zijn begonnen opgang te maken [7]), is de flitsduur slechts van de orde van 10^{-4} sec, dus veel korter dan bij de „Photoflux" lampen en ook veel korter dan de belichtingstijden die men met welke mechanische sluiter dan ook zou kunnen realiseren. Bij deze lampen is het dus altijd de flitsduur die de belichtingstijd bepaalt, en elke „synchronisatie" er van komt slechts neer op een automatisering van de „open-en-flits" methode.

[6]) Eigenlijk moet de vertragingstijd ook worden aangepast aan de ingestelde belichtingstijd, maar aangezien dit de zaak wel erg ingewikkeld maakt, stelt men er zich gewoonlijk mee tevreden, slechts voor één belichtingstijd de ideale synchronisatie te verwezenlijken. Dit moet dan zijn bij de kortste belichtingstijd (bijv. $^1/_{500}$ sec), daar het hierbij het meest er op aankomt.

[7]) Zie bijv. S. L. de Bruin, Een toestel voor stroboscopische waarneming, Philips techn. T. 8, 25-32, 1946.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Iets dergelijks geldt voor de zg. pasta-lampjes, dat zijn kleine flitslampjes waarbij de vulling met aluminium-magnesium draad achterwege is gelaten en waar alleen een exploderende pasta wordt gebruikt, die zelf al een aardige lichthoeveelheid geeft, bij een uiterst korte flitsduur en dienovereenkomstig korte maximum-tijd (5 à 10 msec). Sommige camera's, met name de Kodak Six-20 en de Kodak-Brownie Reflex, zijn speciaal voor het gebruik van deze lampjes ingericht. Zij bezitten nl. een ingebouwde synchronisator met een vaste, zeer korte vertragingstijd; eo ipso kunnen zij niet met „Photoflux" flitslampen worden gebruikt.

Synchronisatie van flitslamp en spleetsluiter

Bij een spleetsluiter lopen twee „gordijnen" met een spleet ertussen langs de fotografische plaat of film. Hiermee kunnen zeer korte belichtingstijden, tot bijv. $^1/_{1200}$ sec, worden verwezenlijkt. De totale looptijd van de spleet, van de ene tot de andere rand van de plaat, is echter veel langer dan de belichtingstijd op elk punt van de plaat. Een normale waarde van de looptijd is bijv. 30 msec; bij sommige, grote, camera's kan hij zelfs meer dan 40 msec bedragen.

Om bij een flitsopname met spleetsluiter alle gedeelten van de plaat gelijkmatig te belichten, zou de lichtstroom van de flitslamp gedurende de gehele looptijd van de spleet constant moeten zijn. Aangezien dit niet te verwezenlijken is, heeft men als practische eis gesteld dat de kleinste en de grootste lichtstroom in die tijd althans niet meer dan een factor 2 mogen verschillen. In de licht-tijd-karakteristiek van een flitslamp kan men direct de tijdstippen aflezen waartussen de lamp aan deze eis voldoet; dit zijn immers de tijdstippen waarop de lichtstroom 50% van zijn maximale waarde bereikt, zie *fig. 9*. De tijdsduur tussen deze twee punten noemt men de „50%-flitstijd". De tijd die verloopt tussen het contactsluiten en het moment waarop de helft van de 50%-flitstijd is verstreken, wordt aangeduid als „mediane tijd".

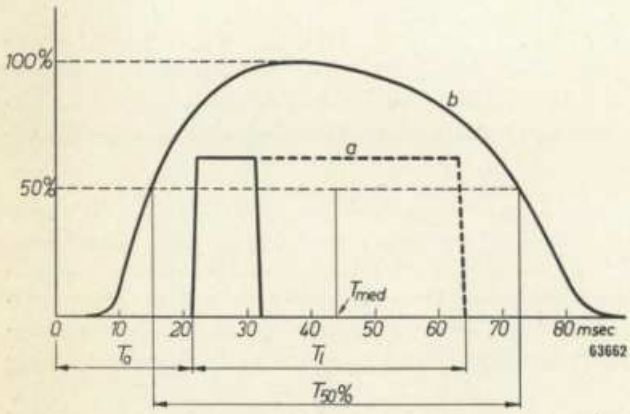


Fig. 9. *a*) Karakteristiek van een spleetsluiter. De ordinaat geeft hier de lichtstroom aan die de spleet doorlaat. Deze lichtstroom valt echter door het bewegen van de spleet telkens op andere gedeelten van de gevoelige plaat: de belichtingstijd van elk gedeelte (getrokken aangegeven voor een punt nabij de rand) is veel korter dan de looptijd T_l van de spleet.
b) Licht-tijd-karakteristiek van een flitslamp voor gebruik bij een spleetsluiter. De 50%-flitstijd ($T_{50\%}$) moet langer zijn dan de looptijd van de spleet, opdat geen belichtingsverschillen van meer dan een factor 2 op de plaat optreden. De synchronisator moet de sluiter in werking stellen met een vertragingstijd $T_0 = T_{med} - \frac{1}{2} T_l$ (T_{med} = mediane tijd, gerekend tot het midden van de 50%-flitstijd).

Voor gebruik bij een spleetsluiter heeft men dus een flitslamp nodig waarvan de 50%-flitstijd minstens gelijk is aan de looptijd van de sluiter, terwijl dan, onafhankelijk van de belichtingstijd, de synchronisator een vertragingstijd T_0 moet geven gelijk aan de mediane tijd verminderd met de halve looptijd (vgl. fig. 9).

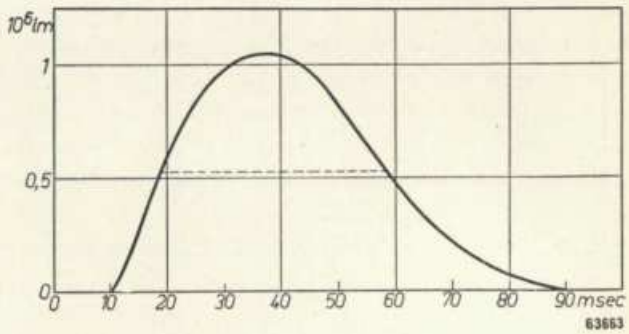


Fig. 10. Licht-tijd-karakteristiek van de „Photoflux" lamp PF 45, die een 50%-flitstijd heeft van ca 40 msec. (Let op de verschillen in schaal ten opzichte van fig. 7!)

Voor dit doel is de PF 45 ontwikkeld. Door een geschikte keuze van de gasvulling is bij dit type „Photoflux" lamp de verbranding van het Al-Mg-draad vertraagd, zodanig dat de in *fig. 10* weergegeven, vlak verlopende licht-tijd-karakteristiek wordt verkregen [8]). De 50%-flitstijd bedraagt ca 40 msec, hetgeen lang genoeg is om de lamp te kunnen gebruiken in combinatie met het overgrote deel van de bestaande spleetsluiters, zowel van kleine als grote camera's.

Natuurlijk is het ook mogelijk de PF 45 in combinatie met een objectiefsluiter te gebruiken. Doelmatig is dit echter niet. De grote breedte van de karakteristiek is immers slechts kunnen worden verkregen door genoegen te nemen met een relatief kleine maximale lichtstroom, gelet op de zeer grote totale lichthoeveelheid. Bij korte belichtingen

[8]) Andere manieren om de licht-tijd-karakteristiek in deze zin te wijzigen, zijn: het excentrisch ontsteken van het kluwen verbrandingsdraad, of het aanbrengen van twee soorten draad (of een combinatie van draad en folie) in de ballon. In dit laatste geval krijgt men door het eerder en sneller verbranden van het ene bestanddeel de som van twee karakteristieken met onderling verschoven toppen, wat bij niet te grote diepte van het „zadel" tussen de toppen een soortgelijke karakteristiek als in fig. 10 oplevert.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

met een objectiefsluiter krijgt men derhalve met de PF 56, die ongeveer dezelfde totale lichthoeveelheid geeft, een aanzienlijk groter effect.

Zoals reeds gezegd, zijn de PF 45 en de PF 56 uiterlijk geheel gelijk, het verschil is alleen aan het typenummer te zien, dat op het aluminium plaatje in de hals van de ballon is gestempeld. Om de kans op vergissingen te verminderen, is het typenummer van de PF 45 in rode letters aangegeven.

De constatering dat de PF 45 voor korte belichtingen met een objectiefsluiter niet zeer efficient is, is slechts een andere uitdrukking voor het feit, dat in de combinatie van een spleetsluiter met een flitslamp het beschikbare licht van de flitslamp nogal inefficient wordt gebruikt. Verbetering kan hierin alleen worden gebracht door de looptijd van de spleet te verkorten. Bij de „Contax"-camera bijv. heeft men, door de spleet over de korte in plaats van de lange zijde van het negatiefformaat te laten lopen en bovendien de gordijnen met een sterkere veer aan te drijven, de looptijd tot ca 15 msec weten terug te brengen. Voor deze camera kan men dus weer de normale flitslampen nemen, zoals de PF 56 of de PF 25 (50%-flitstijd ca 20 resp. ca 15 msec), waarbij in korte tijden het beschikbare licht dank zij de hoge piek economischer wordt gebruikt. Anderzijds kan men ook de PF 45 blijven gebruiken en dan een ander voordeel uit de korte looptijd halen, namelijk dat de lichtstroomverschillen, doordat slechts een gedeelte van de 50%-flitstijd wordt gebruikt, aanzienlijk kleiner blijven dan aan de toegelaten factor 2 beantwoordt.

Samenvatting. Beschrijving van de constructie der „Photoflux" flitslampen. Het licht wordt geleverd door een in zuurstof verbrandend kluwen aluminium-magnesium-draad. Een inwendige en een uitwendige laklaag helpen de ballon de drukstoot bij de ontbranding te weerstaan. Er worden thans 5 typen „Photoflux" lampen gemaakt, de PF 110, PF 56, PF 45, PF 25 en PF 14. Het getal achter PF geeft de totale lichthoeveelheid in duizendtallen fotografische lumenseconden aan. De PF 56, PF 25 en PF 14 hebben hun maximale lichtontwikkeling ca 22 msec na het sluiten van de electrische stroomkring voor het ontsteken. Hierdoor zijn zij in combinatie met vrijwel alle bestaande synchronisatoren voor objectiefsluiters te gebruiken. Voor gebruik bij camera's met spleetsluiters is de PF 45 ontwikkeld, die een vlakkere licht-tijdkarakteristiek heeft (de 50%-flitstijd bedraagt ca 40 msec).

EEN INSTRUMENT VOOR HET REGISTREREN VAN DE FREQUENTIEDRIFT VAN EEN OSCILLATOR

door W. W. BOELENS. 621.396.615.12:621.317.76

Een kwartsoscillator heeft een frequentie van voldoende constantheid om er het verlopen van de frequentie van een gewone buisoscillator — een gevolg van temperatuurveranderingen — mee te kunnen nagaan, en is voor dit doel ook de meest geschikte oscillator. Het meten van deze frequentiedrift, bijv. aan de oscillator van een superheterodyne-ontvanger, dient echter niet slechts bij één, doch bij enige standen van de afstemcondensator te geschieden. Het probleem is nu, hoe uit één kwartskristal een aantal vergelijkingsfrequenties kan worden verkregen die meer of minder regelmatig verspreid liggen over het frequentiegebied van de beschouwde oscillator. Bij de beschreven frequentiedriftmeter is dit vraagstuk opgelost door in enige vermenigvuldigingstrappen het 24-voud van de kristalfrequentie op te wekken, en door een kunstgreep hieruit nog negen andere veelvouden (het 19- tot en met het 28-voud) af te leiden.

Het is een bekend verschijnsel dat de frequentie van een gewone buisoscillator na het inschakelen enigszins verloopt. Bij het inschakelen treden verschillende warmtebronnen in werking (buizen, weerstanden, transformatoren), zodat de temperatuur, dus ook de afmetingen, en daarmee de zelfinductie resp. de capaciteit der elementen van de trillingskring, geleidelijk gaan veranderen. In de practijk blijkt het veelal een kwestie van uren te zijn voordat een nagenoeg stabiele toestand is bereikt.

Vormt de beschouwde oscillator een onderdeel van een superheterodyne-ontvanger, en zijn er geen afdoende maatregelen tegen het bedoelde verschijnsel genomen, dan kan het verlopen van de frequentie tot gevolg hebben dat men, om een bepaald station goed te blijven ontvangen, de afstemming enige malen moet bijregelen. Dit bezwaar doet zich in het bijzonder voor bij het ontvangen van golven die korter zijn dan 10 m. Maatregelen om het te voorkomen kunnen bestaan in het aanbrengen van warmte-isolatie om de gevoelige onderdelen, in het zorgen voor ventilatie, in het gebruik van schakelelementen met geringe temperatuurcoëfficient, enz.

De ontwerper van een ontvangtoestel staat nu voor de taak, nadat in een proefexemplaar van zijn toestel een of meer van de genoemde maat-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

regelen zijn genomen, te controleren of het euvel in voldoende mate is verholpen. Daartoe neemt hij, door vergelijking met een standaardfrequentie, de frequentiedrift Δf_o op als functie van de tijd t na het inschakelen; hiervoor is een reeks waarnemingen nodig, die men eventueel moet uitstrekken over een tijd van enige uren. In het algemeen zal het eerste resultaat niet bevredigend zijn; dan moet bijv. een verdacht onderdeel worden vervangen en de reeks metingen herhaald, enz.

Men kan niet volstaan met het meten van de eindwaarde van de drift. De reden hiervan is, dat de eindwaarde veel kleiner kan zijn dan eerder doorlopen waarden, dus dat de drift (hiermee wordt steeds de absolute waarde van de frequentieverandering bedoeld) als functie van de tijd een

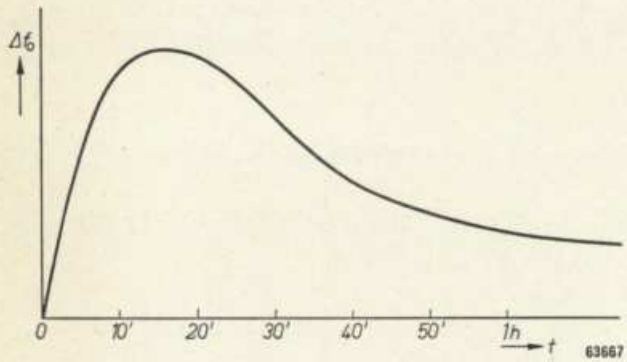


Fig. 1. Voorbeeld van het verloop der frequentiedrift Δf_o van een oscillator, als functie van de tijd t na het inschakelen. In dit geval treedt een maximum op.

maximum kan doorlopen (*fig. 1*). Zulk een verloop is toe te schrijven aan het feit dat de trillingskring uit een aantal elementen bestaat (zelfinductie van de spoel resp. van de bedrading, capaciteit van de afstemcondensator, van de bedrading en van de buis) waarvan sommige een positieve, andere een negatieve temperatuurcoëfficient van de zelfinductie resp. van de capaciteit kunnen vertonen. Er kan dan op den duur een zekere mate van compensatie intreden die aanvankelijk niet bestond. Hoe lang na het inschakelen een eventueel maximum zal optreden, is niet te voorspellen, gezien het zeer verschillende tempo waarin de diverse onderdelen tot hun eindtemperatuur naderen: de buizen en de direct aan de buishouders gesoldeerde onderdelen hebben reeds na 10 of 15 minuten hun eindtemperatuur bereikt, bij op het chassis gemonteerde onderdelen kan dit zeer veel langer duren.

Men moet dus de metingen doen met tussenpozen die zo kort zijn dat een eventueel maximum in de drift niet aan de aandacht kan ontsnappen, bijv. eerst elke halve minuut, dan iedere minuut, na een kwartier iedere vijf minuten, en na een uur elke vijftien minuten. Deze tussenpozen zijn niet lang genoeg om de waarnemer in staat te stellen zich daarin serieus met ander werk bezig te houden. Alleen hierdoor al zijn driftmetingen zeer tijdrovend.

Daarbij komt nog dat het opnemen van één driftkromme niet voldoende is, maar dat men er een moet opnemen bij enkele standen van de afstemcondensator. Dit vloeit voort uit het feit dat de diverse deelcapaciteiten van de trillingskring verlopen volgens verschillende tijdfuncties; men moet daarom meten bij verschillende verhoudingen van de deelcapaciteiten.

Zeer veel tijd kan dus worden bespaard door gebruik te maken van een registrerend meetinstrument, dat, eenmaal in gang gezet, zelf de driftkromme optekent. In het onderstaande willen wij zulk een registrerende driftmeter beschrijven, en wel een uitvoering die in het bijzonder is ontworpen voor het controleren van omroepontvangers met frequentiemodulatie, voor het frequentiegebied van 88 tot 108 MHz.

Principe van de driftmeter

Ontvangers van het zoëven genoemde type werken gewoonlijk met een middenfrequentie van 10,7 MHz, doch ook lagere waarden komen voor. Van plaatselijke omstandigheden (naburige zenders in aangrenzende frequentiebanden) hangt het af, of de ontwerper beter doet de oscillatorfrequentie f_o van de ontvanger hoger dan wel lager te kiezen dan de frequentie van de zenders die men wenst te ontvangen. Vandaar dat sommige ontvangers op de ene, andere op de andere wijze zijn ingericht. Om de driftmeter bruikbaar te maken voor zoveel mogelijk typen ontvangers, moet men hem dus zo inrichten dat hij het gebied van 88 — 10,7 = 77,3 MHz tot 108 + 10,7 = 118,7 MHz bestrijkt.

Al naar de kwaliteit van de ontvanger, is 25 tot 50 kHz de maximale drift die men in dit frequentiegebied nog kan toelaten; de drift is dus niet meer dan ongeveer $0{,}5\,^0/_{00}$. Dit is veel te klein om met voldoende nauwkeurigheid rechtstreeks te kunnen worden gemeten. Daarom vormt men de verschilfrequentie van f_o met een naburige constante vergelijkingsfrequentie f_s; deze verschilfrequentie vertoont een relatief veel grotere, en daardoor goed meetbare, drift.

De vergelijkingsfrequentie f_s kan niet worden ontleend aan een buisoscillator met een gewone trillingskring, aangezien dan f_s zelf variaties zou vertonen die van dezelfde orde van grootte zijn als de drift van f_o. Daarom is men voor het opwekken van f_s aangewezen op een oscillator met een

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

kwartskristal. Aan het bezwaar dat een kristal slechts één, vaste, waarde van f_s levert, terwijl men toch f_o wil controleren bij een reeks waarden (in de band 77,3-118,7 MHz), kan tegemoet worden gekomen door de kristalfrequentie f_c veel lager te kiezen dan f_o, bijv. $f_c \approx 4$ MHz, en door n-voudige frequentievermenigvuldiging een voldoend aantal veelvouden van f_c voort te brengen die in de genoemde band liggen en dus als vergelijkingsfrequenties f_s dienst kunnen doen. Met $f_c = 4{,}232$ MHz (de door ons gebruikte waarde) verkrijgt men een tiental bruikbare vergelijkingsfrequenties: $f_s \approx 80{,}4,\ 84{,}6,\ 88{,}9, \ldots 118{,}5$ MHz, waarvan er steeds een voldoende aantal liggen in het gebied dat door de oscillator wordt bestreken, onverschillig of de oscillatorfrequentie hoger dan wel lager is dan de signaalfrequentie, en bij alle middenfrequenties tot ruim 10 MHz. Voor het verkrijgen van de tien genoemde vergelijkingsfrequenties is het nodig dat n de waarden 19, 20, 21, ... 28 kan aannemen.

Nu is dit laatste gemakkelijker gezegd dan gedaan. In het beschouwde frequentiegebied is een ongeveer 20-voudige vermenigvuldiging, met een zodanige selectiviteit dat de naastbijliggende veelvouden niet in storende mate aanwezig zijn, in één vermenigvuldigingstrap niet te verwerkelijken [1]). Wèl kan men een goed resultaat bereiken indien men overgaat tot het gebruik van meer dan één trap, elk met een kleine vermenigvuldigingsfactor, doch hiermee is men uiteraard slechts gebaat voor die waarden van n welke zich laten ontbinden in kleine factoren, zoals $24 = 4 \times 3 \times 2$ en $27 = 3 \times 3 \times 3$; het vraagstuk van het realiseren van $n = 19, 22, 23$, enz. is op deze wijze niet op te lossen. Om aan deze moeilijkheid te ontkomen, hebben wij de volgende kunstgreep toegepast.

Zoals in het blokschema *fig. 2* is aangegeven, wordt uit de kristalfrequentie $f_c = 4{,}232$ MHz, met behulp van drie trappen, een 24 maal zo hoge standaardfrequentie 101,57 MHz afgeleid. De mengbuis M_1 van de te onderzoeken ontvanger krijgt enerzijds een spanning toegevoerd met deze frequentie ($24f_c$), anderzijds, op de normale wijze, een spanning met de frequentie f_o van de oscillator. Aan de uitgang van de buis treedt een spanning op met o.a. de veel lagere verschilfrequentie $|24f_c - f_o|$. Na versterking, waarbij tevens, door middel van een afstembare kring, ongewenste combinatiefrequenties worden verwijderd, wordt deze spanning gelegd aan de ingang *1* van een tweede — tot de driftmeter behorende — mengbuis (M_2). Aan de ingang *2* van deze buis ligt een spanning met de kristalfrequentie f_c zelf, en wel met een zo grote amplitude en een zodanige voorspanning dat de buis slechts bij de positieve toppen van de spanning aan ingang *2* telkens even opengaat. Dit heeft het effect alsof deze spanning impulsvormig was, met de herhalingsfrequentie f_c. Dientengevolge vertoont de buis een conversiesteilheid — verhouding van de uitgangswisselstroom met de verschilfrequentie tot de wisselspanning aan ingang *1* — die, als functie van de frequentie aan ingang *1*, ongeveer gelijk is voor frequenties f_c en niet te grote veelvouden van f_c. In de uitgangsspanning van de buis komen dus in hoofdzaak niet alleen componenten met de frequenties $|24f_c - f_o \pm f_c|$ voor, maar ook componenten met $|24f_c - f_o \pm k f_c| = |(24 \pm k)f_c - f_o|$, waarin $k = 1, 2, 3$, enz. De impulsvorm is zodanig dat de componenten met $k = 1 \ldots 5$ in voldoende en ongeveer even sterke mate aanwezig zijn. Het effect is dus alsof de vergelijkingsfrequenties $19f_c \ldots 23f_c$ en $25f_c \ldots 28f_c$ alle tegelijk aanwezig waren (over de ontbrekende term $24f_c$ komen we straks nog te spreken;

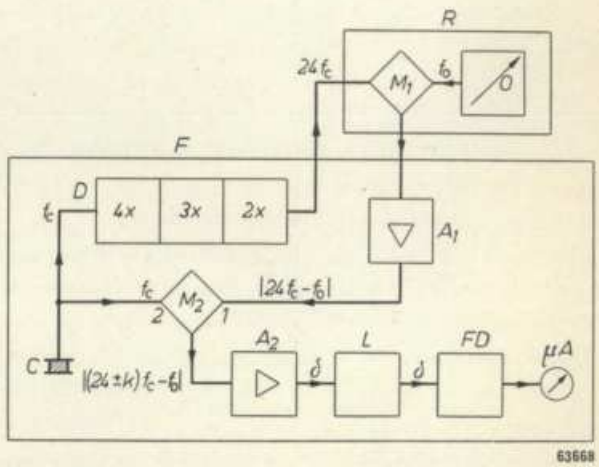


Fig. 2. Principeschema van de driftmeter. *R* ontvangtoestel, met oscillator *O* (frequentie f_o) waarvan de driftkromme moet worden opgenomen, en mengbuis M_1. *C* kwartsoscillator (frequentie f_c), *D* frequentievermenigvuldigers ($24\times$), M_2 tweede mengbuis, A_1 en A_2 versterkers, *L* begrenzer, *FD* frequentiedetector, *μA* registrerende, in frequentie geijkte, draaispoelmeter. De onderdelen binnen de rechthoek *F* behoren tot de driftmeter.

$29f_c$, die niet meer in de gewenste band valt, kan buiten beschouwing blijven). Nadat f_o, door draaien aan de afstemknop van de ontvanger, voldoende dicht bij een der genoemde vergelijkingsfrequenties is gebracht, kan het kleine verschil δ tussen deze beide door een laag doorlatend filter gemakkelijk

[1]) In principe is de reeks harmonischen die men zonder deze selectiviteit krijgt, juist geschikt voor het doel. Doch de componenten zijn zo klein van amplitude dat een aanzienlijke versterking nodig is, en dit levert bij frequenties van omstreeks 100 MHz grote moeilijkheden op.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

worden gescheiden van de veel grotere verschillen die tussen f_o en de andere veelvouden van f_c bestaan en die ongeveer gelijk zijn aan f_c of enige malen f_c (dus 4 MHz of hoger). Vertoont nu de oscillator drift, verandert dus zijn frequentie f_o met een bedrag Δf_o, dan verandert δ met hetzelfde bedrag, dat in het algemeen ten opzichte van δ aanzienlijk is. Hoe dit wordt gedetecteerd en geregistreerd, komt straks ter sprake.

Beschouwen we nu nog even het geval dat f_o in de buurt ligt van $24f_c$; het verschil zij weer δ. Dit verschil treedt dan reeds op aan de uitgang van de eerste mengbuis, zodat men in dit bijzondere geval de tweede mengbuis niet nodig heeft. Men zou hier dus de tweede mengbuis kunnen overslaan, maar het is gebleken dat men de daarvoor nodige schakelaars achterwege en de schakeling onveranderd kan laten, aangezien de buis, ondanks het met de hoge frequentie f_c open- en dichtgaan, de lage frequentie δ nog in voldoende mate doorgeeft.

Door de beschreven hernieuwde menging — namelijk van $|24f_c - f_o|$ met f_c — is het op deze wijze gelukt, met slechts één, vaste, vermenigvuldigingsfactor (24) van de kristalfrequentie, bij tien frequentiewaarden de drift te transponeren naar een veel lager frequentiegebied.

De met het bedrag van de drift variërende, en betrekkelijk lage, uitgangsfrequentie δ van de tweede mengbuis dient nu nog te worden geregistreerd. Dit kan bijv. geschieden door een gelijkstroom op te wekken die (ongeveer) evenredig is met de frequentie δ, en deze stroom te laten vloeien door een registrerend meetinstrument.

Voor de schakeling die zulk een gelijkstroom produceert, hebben wij een bekende frequentiedetectorschakeling gebruikt. Deze wordt voorafgegaan door een versterker (A_2 in fig. 2) en een begrenzer. De versterker is nodig, omdat de uitgangsspanning van de tweede mengbuis te klein is om de frequentiedetector goed te doen functioneren; hij bevat tevens de filters die spanningscomponenten met ongewenste hoge frequenties onderdrukken. De begrenzer snijdt van de uitgangsspanning van de versterker de toppen af, zodat een spanning met een ongeveer rechthoekige krommevorm en constante amplitude ontstaat. Dit laatste is nodig, omdat de uitgangsstroom van de frequentiedetector onafhankelijk moet zijn van de grootte der spanning die door de tweede mengbuis wordt geleverd.

Uit het feit dat de meter slechts de absolute waarde van het verschil tussen een der standaardfrequenties nf_c en de oscillatorfrequentie f_o registreert, volgt, dat men bij een opgenomen registrogram (bijv. *fig. 3a*) in twijfel verkeert of f_o kleiner was dan nf_c (fig. 3*b*) dan wel groter (fig. 3*c*). Deze twijfel wordt opgeheven door de afstemknop van de ontvanger een weinig te verdraaien, zodanig dat f_o iets groter wordt, en na te gaan in welke richting de uitslag van de meter daardoor verandert; wordt hij kleiner, dan was f_o kleiner dan nf_c, en omgekeerd.

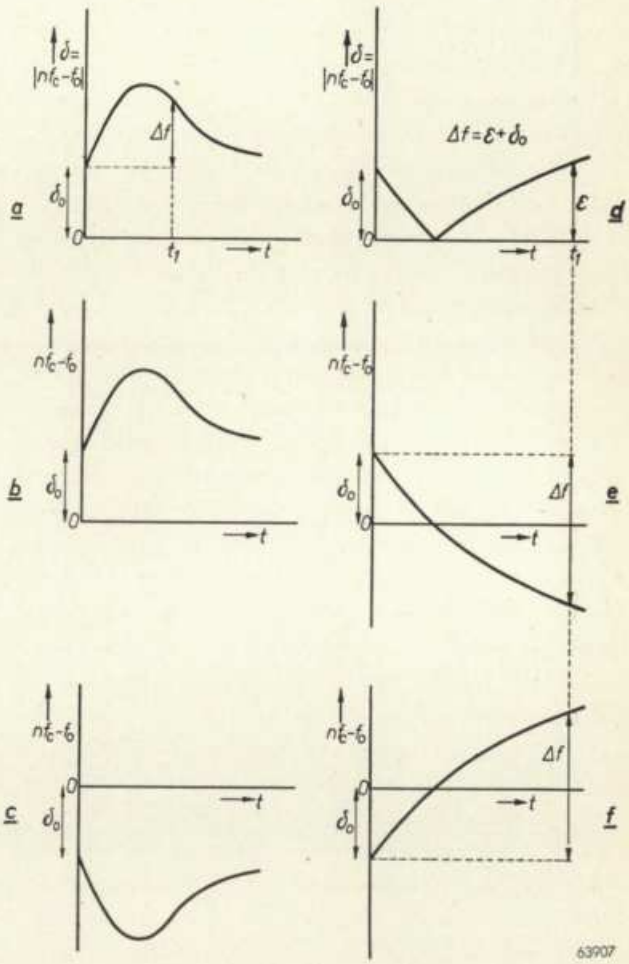


Fig. 3. *a*) Voorbeeld van een registrogram. De frequentiedrift Δf ten tijde $t = t_1$ is de uitslag bij t_1, verminderd met de aanvankelijke uitslag δ_0. Het verloop van $nf_c - f_o$ kan geweest zijn volgens (*b*) of (*c*); volgens welke van deze beide mogelijkheden, is gemakkelijk uit te maken door f_o opzettelijk een kleine aangroeiing te geven.
Een keerpunt in het registrogram (*d*) is toe te schrijven aan het door nul gaan van $nf_c - f_o$, volgens (*e*) of volgens (*f*).
In (*d*) wordt de drift ten tijde $t = t_1$ verkregen door bij de uitslag ε de beginwaarde δ_0 op te tellen.

De geregistreerde kromme kan ook een keerpunt op de nullijn vertonen (fig. 3*d*), nl. als het verschil tussen nf_c en f_o tijdens de proef door nul is gegaan. Het verloop van $nf_o - f_o$ kan dan zijn geweest volgens fig. 3*e* of volgens fig. 3*f*. Door f_o weer

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

opzettelijk iets te doen toenemen, kan men uitmaken met welk van deze beide gevallen men te maken heeft.

Hoe uit het registrogram de grootte van de frequentiedrift moet worden afgelezen, is in fig. 3*a* en *d* aangegeven.

Uitvoering

Wij zullen nu nog in het kort enkele bijzonderheden van de diverse onderdelen bespreken.

Kristaloscillator

Dank zij het gebruik van een kwartskristal met een „temperatuuronafhankelijke" snede verandert de frequentie f_c niet meer dan $1 : 10^6$ per °C temperatuurvariatie. Dit is zo weinig dat het in ons geval niet nodig is gebleken, het kristal in een thermostaat te plaatsen — een gelukkige omstandigheid, daar nu ook de lange wachttijd is vervallen die nodig zou zijn om de thermostaat in temperatuurevenwicht te doen komen. Door de doos waarin de apparatuur is gemonteerd, te voorzien van ruime ventilatie-openingen, en bovendien het kristal te beschermen door warmte-isolerend materiaal, is het gelukt de eindwaarde van de frequentiedrift van het kristal te beperken tot ca 40 Hz, dus de drift van de standaardfrequentie tot ongeveer 1000 Hz, hetgeen voor ons doel voldoende klein is.

De werking van de kristaloscillator en de vermenigvuldigingstrappen kan worden gecontroleerd door de roosterstroom van de in deze onderdelen aanwezige buizen te meten. Hiertoe is een micro-ampèremeter met een omschakelaar aangebracht.

Versterkers en mengtrap

In *fig. 4* is — enigszins vereenvoudigd — de schakeling weergegeven van de eerste versterker (A_1 uit fig. 2, met een buis EF 40) en de tweede mengbuis M_2 (hexode-gedeelte van een buis ECH 41).

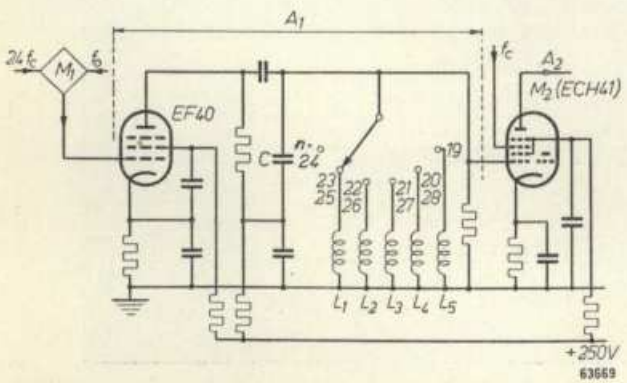


Fig. 4. Versterker A_1 van fig. 2; met de mengbuis M_1 van het ontvangtoestel en de tot de driftmeter behorende mengbuis M_2. Tussen de penthode EF 40 en de hexode ECH 41 bevindt zich een afgestemde kring, gevormd door de condensator C en één der spoelen L_1 ... L_5, al naar de gewenste waarde van n; voor $n = 24$ wordt de zelfinductietak verbroken.

Tussen deze buizen bevindt zich een kring, die kan worden afgestemd op de frequenties f_c, $2f_c$, $3f_c$, $4f_c$ en $5f_c$, al naar gelang men de drift wenst te meten bij $f_o \approx 23f_c$ of $25f_c$, resp. $22f_c$ of $26f_c$, ... $20f_c$ of $28f_c$, resp. $19\,f_c$. De absolute bandbreedte moet in deze vijf gevallen dezelfde blijven, hetgeen wordt bereikt door alleen de zelfinductie om te schakelen, en de capaciteit en de parallelweerstanden onveranderd te laten. De kring is zo gedimensionneerd dat de versterking bij een frequentie die 0,2 MHz afwijkt van de resonantiefrequentie (de drift kan worden gemeten tot 0,1 MHz) niet meer dan 3 dB kleiner is dan bij resonantie. Voor het meten bij $f_o \approx 24\,f_c$ wordt de zelfinductietak verbroken, zodat men een gewone weerstandskoppeling overhoudt.

Begrenzer en frequentiedetector

De schakeling van de begrenzer en van de frequentiedetector is afgebeeld in *fig. 5*.

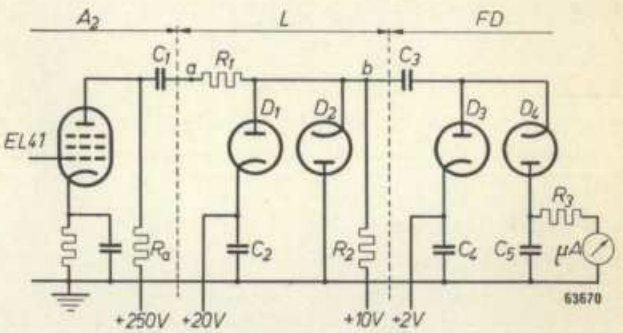


Fig. 5. Schakeling van de begrenzer (L) en van de frequentiedetector (FD). EL 41 eindbuis van de versterker A_2 (fig. 2), met de anodeweerstand R_a. D_1 ... D_4 dioden EA 50, C_1, C_3 koppelcondensatoren, C_2, C_4, C_5 afvlakcondensatoren, μA micro-ampèremeter met weerstand R_3. De functie van de weerstand R_2 is, de gemiddelde potentiaal van het punt b op +10 V te houden.

De begrenzer werkt met twee dioden (D_1, D_2). De kathode van D_1 wordt op een constante potentiaal $E \approx +20$ V gehouden.

Op het punt a staat nagenoeg dezelfde wisselspanning als op de anode der eindbuis van de versterker A_2; de amplitude van deze wisselspanning is veel groter dan E. De diode D_1 laat stroom door ongeveer zo lang als de wisselspanning aan a groter is dan E, en de diode D_2 geleidt ongeveer zo lang als de potentiaal van a negatief is. De potentiaal van het punt b is daarbij, afgezien van spanningsverlies in de dioden, $+E$, resp. nul. De overgang tussen deze twee waarden komt tot stand in de zeer korte intervallen waarin beide dioden stroomloos zijn. De uitgangsspanning van de begrenzer heeft dus een nagenoeg rechthoekige krommevorm, met afwisselend de waarden $+E$ en nul. Doordat

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

b over de weerstand R_2 is verbonden met een punt met de potentiaal $\frac{1}{2}E$, wordt van de positieve toppen van de wisselspanning aan a even veel afgesneden als van de negatieve toppen, zodat de spanning aan b even lang $+E$ is als nul.

De frequentiedetector, van een bekend type[2]), werkt eveneens met twee dioden (D_3, D_4). In serie met D_4 zijn een weerstand R_3 en een micro-ampèremeter geschakeld, die tezamen zijn overbrugd door een afvlakcondensator C_5. Om te voorkomen dat de dioden, bij afwezigheid van toegevoerde spanning, in de meter al een zekere nulstroom zouden veroorzaken, wordt de kathode van D_3 op een kleine positieve spanning $E_0 \approx 2$ V gehouden.

Voor de stroom I door de meter geldt:

$$I = \frac{\delta C_3}{1 + \delta C_3 R_3}(E - E_0), \quad . . \quad (1)$$

als δ de frequentie is van de pulserende spanning aan de klem b, C_3 de capaciteit van de in serie met de dioden geschakelde condensator, en bij R_3 de weerstand van de micro-ampèremeter is inbegrepen.

[2]) S. W. Seeley, Ch. N. Kimball en A. A. Barco, Generation and detection of frequency-modulated waves, R.C.A. Review **6**, 269-286, 1942; herdrukt in Frequency Modulation, Vol. I, blz. 147 en volgende (R.C.A., Princeton, N.J., U.S.A.).

Formule (1) kan op de volgende wijze worden afgeleid, indien spanningsverlies in de dioden wordt verwaarloosd.

Wanneer de spanning van de klem b nul is, staat, in de stationnaire toestand, over C_3 een spanning die gelijk is aan de spanning $V = IR_3$ over C_5. Springt nu de spanning van b van nul naar $+E$, dan ontvangt C_3, over de diode D_3, een

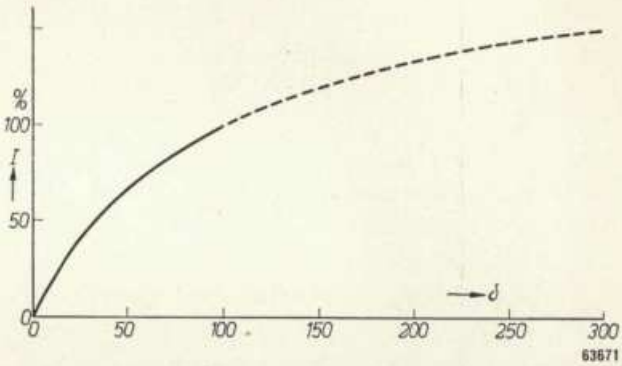


Fig. 6. Gelijkstroom I door de micro-ampèremeter (in % van de stroom die nodig is voor de volle uitslag) als functie van de frequentie δ aan de ingang van de frequentiedetector.

hoeveelheid lading gelijk aan $C_3(E - V - E_0)$. Bij het terugspringen van de spanning aan b, van $+E$ naar nul, vloeit deze lading over de diode D_4 naar de parallelschakeling van R_3 en C_5. Dit gebeurt δ maal per seconde, zodat de gemiddelde stroom I bedraagt:

$$I = \delta C_3 (E - IR_3 - E_0).$$

Lost men hieruit I op, dan verkrijgt men formule (1).

Fig. 7. Frequentiedriftmeter, in een vorm voor montage in een rek. De linkse, in kHz geijkte, meter wordt gebruikt tijdens het instellen; de registrerende meter is niet afgebeeld. Met de rechtse meter kunnen, ter contrôle, diverse roosterstromen worden gemeten; het omschakelen geschiedt met de knop tussen de meters in. Daaronder de knop waarmee de gewenste vergelijkingsfrequentie wordt gekozen ($n = 19 \ldots 28$), vgl. fig. 4.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

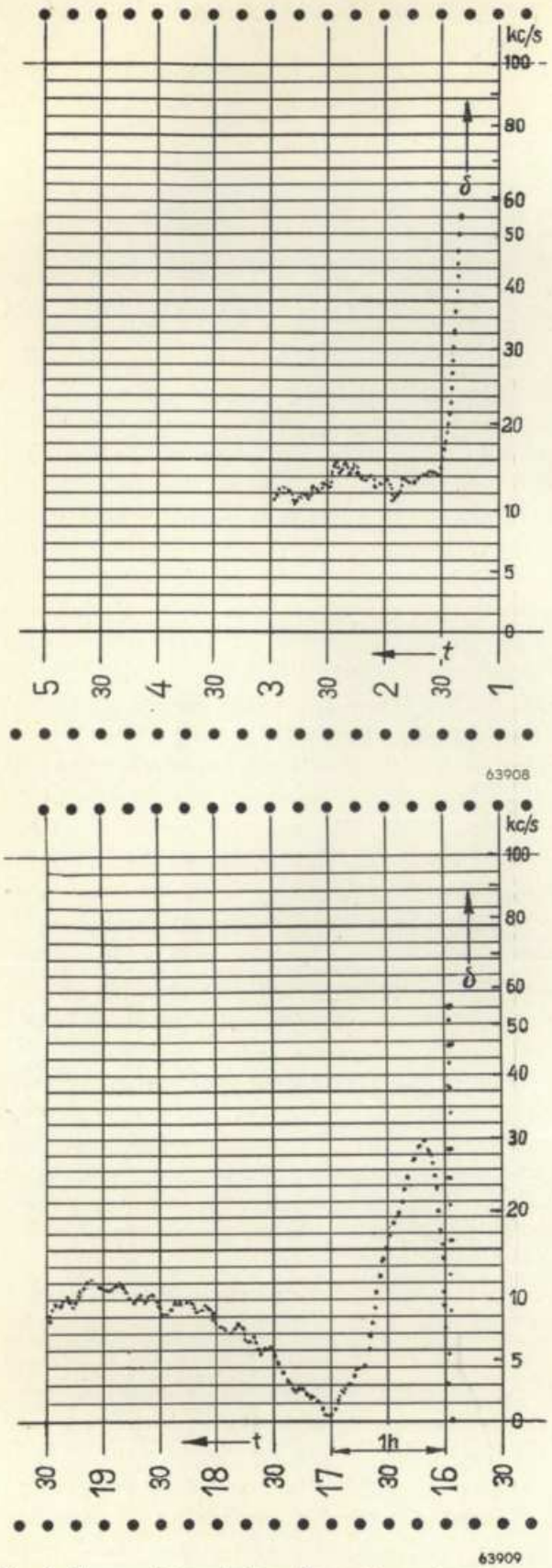


Fig. 8. Twee registreerstroken. De eerste, met een keerpunt (vgl. fig. 3*d*), vertoont een maximale drift van 55+30=85 kHz, hetgeen voor een goede ontvanger te veel is. Bij de tweede is de drift 55 — 12 = 43 kHz.

Naar men uit formule (1) ziet, is de gelijkstroom I nagenoeg evenredig met de frequentie δ, indien men er voor zorgt dat $\delta C_3 R_3 \ll 1$. Dit is wat men in gevallen waarin de detectie zo goed mogelijk lineair moet zijn inderdaad doet. In ons geval echter behoeft de meter de frequentie niet op een zuiver lineaire schaal weer te geven; zelfs is dit ongewenst, daar bij grote waarden van δ, die voorkomen tijdens het „zoeken", d.i. het brengen van f_o in de buurt van een der vergelijkingsfrequenties, de meter zou worden overbelast. Om deze reden hebben wij R_3 en C_3 zo gekozen dat bij δ = 100 kHz de waarde van $\delta C_3 R_3 = 1$ is. De kromme $I = f(\delta)$ neemt dan de in *fig. 6* weergegeven vorm aan, waarbij geen gevaar van schadelijke overbelasting meer bestaat, terwijl de afleesbaarheid van de frequentie overal nog voldoende is, vooral bij kleine waarden van δ, zodat ook een geringe frequentiedrift nog nauwkeurig kan worden bepaald.

In de uitvoering van onze driftmeter, waarvan *fig. 7* een beeld geeft, zijn in serie met de weerstand R_3 (fig. 5) twee micro-ampèremeters geschakeld: een normale, ingebouwde, meter en het afzonderlijk gehouden registrerende instrument (volle uitslag bij 34 μA). Tijdens het in gang zetten van de proef leest men af op de ingebouwde meter. De frequentieschaal van de ingebouwde meter loopt tot 150 kHz, die van de registrerende meter tot 100 kHz.

In *fig. 8* ten slotte zijn twee registreerstroken gereproduceerd. De ene vertoont een ontoelaatbaar grote drift, bij de andere blijft de drift voldoende klein.

Samenvatting. De beschreven frequentiedriftmeter is ontworpen voor het meten van het frequentieverloop van de oscillator van diverse typen superheterodyne-omroepontvangers voor frequentiemodulatie in de band van 88 tot 108 MHz. De driftmeter bevat een kwartskristal met de frequentie f_c = 4,232 MHz, waarvan met enige vermenigvuldigingstrappen het 24-voud (101,6 MHz) wordt verkregen. In de mengbuis van de ontvanger wordt deze harmonische op de gewone wijze gemengd met de oscillatorspanning, die de te observeren frequentie f_o heeft. De uitgangsspanning, die o.a. de verschilfrequentie $|24 f_c - f_o|$ bevat, wordt in een tweede, tot de driftmeter behorende, mengbuis gemengd met een spanning van de kristalfrequentie. Deze buis is zo ingesteld dat ze slechts bij de toppen van de laatstgenoemde spanning telkens even opengaat. Het resultaat is, dat bij deze tweede menging o.a. frequenties ontstaan van het type $|24 f_c - f_o \pm k f_c| = |(24 \pm k) f_c - f_o|$, met k = 1, 2, ..., zodat men, met slechts één, met goede selectiviteit werkende vermenigvuldiger, beschikt over een reeks vergelijkingsfrequenties, $(24 \pm k) f_c$, die door een op de frequenties $k f_c$ afstembare kring kunnen worden uitgezeefd. In de beschreven driftmeter zijn op deze wijze tien vergelijkingsfrequenties beschikbaar, van $19 f_c$ = 80,4 MHz tot en met $28 f_c$ = 118,5 MHz.

De uitgangsspanning van de tweede mengbuis, met frequentie $|(24 \pm k) f_c - f_o|$, verwekt, na versterking en begrenzing, aan de uitgang van een normale frequentiedetector een gelijkstroom die ongeveer evenredig is met de frequentievariatie, dus met de drift van f_o. Deze gelijkstroom wordt als functie van de tijd door een registrerende meter opgetekend, hetgeen in de regelmatige contrôle van de drift van ontvangers een grote tijdbesparing oplevert.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

DE TOELAATBARE HELDERHEID VAN VERLICHTINGSARMATUREN

door D. VERMEULEN en J. B. de BOER. 628.95:628.972:535.241.44

De probleemstelling van de „helderheidstechniek" is in zekere mate typisch voor de kentering die in de laatste decennia is ingetreden in onze opvattingen over de werkende mens. Stelde men vroeger vooral belang in de physiologische voorwaarden voor het goed verrichten van een taak, thans let men ook op meer psychologische factoren daarbij, en waar vroeger alleen sprake was van doelmatigheid („utiliteit"!), wordt nu gesproken van behaaglijkheid.

Helderheidstechniek

De ontwikkeling van de lichtbronnen in de laatste 50 jaren heeft het mogelijk gemaakt binnenshuis op economische wijze hoge verlichtingsniveaus te verwezenlijken. Het gebruik dat men van deze mogelijkheid heeft gemaakt, kan voor de periode tot omtrent 1935-1940 worden omschreven als „de doeltreffende verlichting van het werkvlak". Men zag in, dat talrijke werkzaamheden, in huis en in de industrie, behoorlijk hoge verlichtingsniveaus vragen om goed te kunnen worden uitgevoerd, en men legde de op dit gebied verzamelde ervaring neer in verlichtingsnormen, tabellen die de aan te bevelen verlichtingssterkten voor alle mogelijke soorten van taken aangeven [1]).

De grondslag voor een verlichting volgens dergelijke normen is in alle gevallen: het goed en snel kunnen zien van wat men bij een taak moet zien. Naarmate men echter vorderde met het aanbrengen van verlichtingsinstallaties op deze grondslag, rijpte het inzicht dat het niet voldoende is alleen op de waarneembaarheid van het werkobject te letten. Bij het verrichten van een taak zijn de ogen niet bij voortduring op het werk gericht. Er zijn altijd kortere of langere tussenpozen waarin men normaal de ruimte in kijkt waarin men zich bevindt. Zulke tussenpozen behoren voor het oog een verpozing te zijn — een korte ontspanning van de inspanning van het zien: de verlichting behoort een zekere behaaglijkheid te bieden.

Het belang van deze bijkomende eis is juist door de hoge verlichtingsniveaus die men thans vaak toepast duidelijk geworden. De voorwaarde van een behaaglijke verlichting („comfortable lighting") houdt nl. o.a. in, dat de vlakken in de omgeving, die men bij het opkijken in het oog krijgt, niet te sterk in helderheid mogen contrasteren met het werkvlak. Dus enerzijds mogen er geen zeer donkere hoeken zijn, en anderzijds mag de grootste voorkomende helderheid, d.i. (bij directe verlichting) de helderheid van de verlichtingsarmaturen, niet zo groot zijn dat men zich van hun aanwezigheid onaangenaam bewust wordt — of er mogen althans niet zovele armaturen in de ruimte aanwezig zijn dat het oog bij het opkijken deze moeilijk kan ontwijken. Een hoog verlichtingsniveau echter zal gewoonlijk gerealiseerd worden door gebruik van vele en/of zeer heldere armaturen, zodat hier de kans op een onbehaaglijk effect van de verlichting groot wordt [2]).

Het op de voorgrond treden van het genoemde gezichtspunt, de verdeling der helderheden in de omgeving, heeft de verlichtingstechniek in de laatste 10-15 jaren in een nieuwe faze gebracht, de faze van de „helderheidstechniek", of „brightness engineering", zoals men ze in Amerika heeft aangeduid.

Er zijn natuurlijk nog andere factoren die bepalen of de personen die zich lange tijd in een ruimte bevinden, de verlichting behaaglijk zullen vinden of niet. We noemen slechts: de kleuren, de schaduwen, eventuele glanslichten, het aesthetisch aanzien van de ruimte. We zullen deze factoren hier buiten beschouwing laten en ons beperken tot de kwestie van de helderheden, en wel speciaal die van de helderheid van de armaturen.

Precisering van het probleem en eerdere pogingen tot oplossing

De vraag wordt dus gesteld welke helderheid de armaturen maximaal mogen bezitten opdat een persoon in de verlichte ruimte de verlichting niet onbehaaglijk zal vinden. Het geven van een antwoord hierop, zoals men het voor de practijk wenst, houdt twee stappen in. Ten eerste moet men een criterium vaststellen voor de grens tussen behaaglijkheid en onbehaaglijkheid in de verlichting.

[1]) Zie bijv.: A. A. Kruithof en A. M. Kruithof, Grondslagen voor het opstellen van verlichtingsnormen, Philips techn. T. **10**, 176-182, 1948.

[2]) W. Harrison, What is wrong with our fifty-footcandle installations? Ill. Eng. **32**, 208, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Ten tweede moet men een wetmatigheid trachten te vinden waardoor bij een gegeven verlichtingssituatie direct kan worden uitgemaakt of men zich aan deze of aan gene kant van de grens zal bevinden. Zulk een wetmatigheid moet natuurlijk gebaseerd zijn op de uitkomsten van proeven (in de opzet van deze proeven komt de keuze van het criterium tot uitdrukking).

Van de onderzoekingen die tot nu toe op dit gebied zijn gedaan, willen we hier vermelden die van Luckiesh en Guth [3]) en die van Harrison [4]). De eerstgenoemde onderzoekers deden proeven in aansluiting op 20 jaar oudere metingen van Holladay [5]), welke de verblinding betroffen en welke waren uitgevoerd met de zg. „shock" methode. Holladay liet voor korte tijd een storende lichtbron in het gezichtsveld van een waarnemer verschijnen. Bij zeer grote helderheid van de lichtbron treedt dan een tijdelijke daling van het waarnemingsvermogen van de waarnemer op, die gemeten kan worden. Bij matige helderheid van de lichtbron is er geen sprake van een dergelijke daling doch alleen van een zeker gevoel van onbehaaglijkheid. De mate van deze „onbehaaglijkheidsverblinding" („discomfort glare") bepaalden Holladay en in navolging van hem Luckiesh en Guth, door de waarnemer onmiddellijk na het verschijnen en weer verdwijnen van de storende lichtbron een oordeel te laten geven in welke trap, van nauwelijks merkbaar tot geheel ontoelaatbaar, hij het gevoel van onbehagen dat hij ondervond wilde onderscheiden. Zo werd de onbehaaglijkheidsverblinding bepaald als functie van een reeks variabelen: de helderheid B_a en de afmetingen van de lichtbron, de helderheid B_s van de omgeving, de hoek α tussen de kijkrichting en de richting van het oog naar de lichtbron, en de horizontale afstand d tot de lichtbron.

Harrison vatte het aldus verzamelde experimentele materiaal samen in een formule. Hij kende aan elke lichtbron in een gegeven verlichtingssituatie een „glare factor" (f) toe, welke een maat is voor de onbehaaglijkheidsverblinding die de lichtbron veroorzaakt. Voor deze „glare factor" gaf hij de formule (door ons enigszins geschematiseerd):

$$f = k \frac{B_a^2 \omega}{B_s^{0,6} \sin^2 \alpha}, \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

waarbij ω de ruimtehoek is waaronder de waarnemer de lichtbron ziet en k een factor, waarvan de nadere bepaling hier niet ter zake doet. Zijn er verscheidene lichtbronnen tegelijk in het gezichtsveld aanwezig, dan zouden, zo nam Harrison aan, de afzonderlijke factoren f bij elkaar kunnen worden opgeteld. Dat de f's additief zouden zijn, wordt plausibel gemaakt door de overweging dat f geïnterpreteerd kan worden als het oppervlak van een standaard-lichtbron (met vaste helderheid), nodig om in een standaard-situatie dezelfde mate van onbehaaglijkheidsverblinding te veroorzaken als de beschouwde lichtbron in casu.

Voor de totale „glare factor" nu gaf Harrison als criterium dat deze niet groter mag zijn dan 15, opdat de verlichting geen gevoel van onbehaaglijkheid veroorzaakt.

De beschreven voorstellingswijze moet worden gewaardeerd als een eerste poging tot een kwantitatieve behandeling van het probleem. Het is echter nodig er op te wijzen dat in het experimentele materiaal dat aan deze behandeling ten grondslag werd gelegd, enige onderstellingen verwerkt zijn die de toepasselijkheid op ons probleem twijfelachtig maken.

In de eerste plaats het criterium. De situatie waarin de waarnemer bij proeven volgens de „shock" methode wordt verplaatst, is geheel anders dan die welke ons voor ogen staat als wij naar de al- of niet-behaaglijkheid van een verlichting vragen: het gaat ons toch om het gevoel van onbehagen dat men bij langdurig verblijf in de verlichte ruimte kan ondervinden.

Ten tweede werden de proeven alleen verricht met ronde of nagenoeg ronde lichtbronnen. In verband met de zo belangrijke toepassing van buisvormige fluorescentielampen, vooral voor het realiseren van hoge verlichtingsniveaus in grote ruimten, ligt de vraag voor de hand of de uitkomsten van Holladay en van Luckiesh en Guth, met de omrekening op aequivalente oppervlakken (glare factors) volgens Harrison, voetstoots ook voor langgerekte lichtbronnen kunnen worden toegepast.

Deze en nog andere overwegingen waren aanleiding om in het Lichttechnisch Laboratorium der Eindhovense Philipsfabrieken een reeks nieuwe proeven te ondernemen, met als uitgangspunt wederom de vraag zoals die aan het begin van dit hoofdstuk werd gesteld [6]).

[3]) M. Luckiesh en S. K. Guth, Discomfort glare and angular distance of glare sources, Ill. Eng. **41**, 485, 1946.

[4]) W. Harrison, Glare ratings, Ill. Eng. **40**, 525, 1946; W. Harrison en P. Meaker, Further data on glare ratings, Ill. Eng. **42**, 153, 1947.

[5]) L. L. Holladay, The fundamentals of glare and visibility, J. Opt. Soc. Amer. **16**, 271, 1926.

[6]) Over deze proeven werd reeds verslag uitgebracht in een rapport van D. Vermeulen en J. B. de Boer voor het congres van de Commission Internationale de l'Eclairage dat in 1948 te Parijs werd gehouden. Dit rapport zal binnenkort verschijnen in Applied Scientific Research.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Opzet en uitvoering van de proeven

Bij onze proeven werd getracht het criterium zo nauw mogelijk te doen aansluiten bij de practijk. In een kamer werd een armatuur opgehangen, waarvan de waarnemer zelf de helderheid kon regelen. De algemene verlichting van de kamer werd door andere, voor de waarnemer onzichtbare en onafhankelijk van het proefarmatuur regelbare lichtbronnen verkregen. De waarnemer werd gevraagd zich in te denken in een kantoor normaal aan het werk te zijn; hij moest dan, kijkend in horizontale richting, de helderheid van het in zijn gezichtsveld aanwezige proefarmatuur zodanig instellen dat voor zijn gevoel juist de grens van het nog toelaatbare werd bereikt.

Natuurlijk is deze grens niet scherp bepaald: de beoordeling van het al of niet toelaatbaar zijn van een aldus waargenomen helderheid berust op een persoonlijke indruk en er is dus een grote spreiding in de uitkomsten te verwachten. We zullen echter dadelijk zien hoe met het, op zichzelf vage, criterium toch een vrij goed bepaalde grenswaarde kan worden gevonden.

Als armatuur fungeerde in de eerste serie proeven een vierkante lichtkast, die als het aequivalent is te beschouwen van een diffusor zoals bij kantoorverlichting met gloeilampen meestal wordt gebruikt. Er werd met verschillende afmetingen en ophanghoogten van de lichtkast gewerkt, zodat de ruimtehoek ω en de kijkhoek α waaronder het armatuur werd waargenomen konden worden gevarieerd, onafhankelijk van de, eveneens gevarieerde, horizontale afstand d van waarnemer tot armatuur (*fig. 1*). Met de reeds vermelde omgevingshelderheid mee, waren er dus vier onafhankelijke variabelen, als functie waarvan de helderheidsinstellingen van elke waarnemer moesten worden bepaald. Op deze wijze werden de gegevens verkregen om, op basis van ons nieuwe criterium, een wetmatigheid analoog aan die van formule (1) op te stellen.

In een tweede serie proeven werd de vierkante lichtkast van fig. 1 vervangen door een langwerpige lichtkast, ter nabootsing van een armatuur waarin men fluorescentielampen zou kunnen gebruiken. Daar het hierbij in de eerste plaats ging om de vraag of een voorstellingswijze als die van Harrison (omrekening op aequivalente oppervlakken) toelaatbaar zou zijn bij lichtbronnen van willekeurige vorm, werd deze serie proeven minder groot opgezet, nl. slechts met één lichtkast van bepaalde afmetingen (1,40 m lang, 0,10 m hoog, horizontaal geplaatst, met het lichtende vlak steeds loodrecht op de kijkrichting).

Ten slotte werd een serie proeven gedaan met een enigszins andere vraagstelling, speciaal gericht op de constructie van de bekende armaturen met „lichtroosters" voor fluorescentielampen. Het is in de practijk wel gebleken dat de betrekkelijk lage helderheid der fluorescentielamp (ca 0,4 stilb) nog niet laag genoeg is om de lampen naakt in het gezichtsveld te kunnen monteren; de hinder

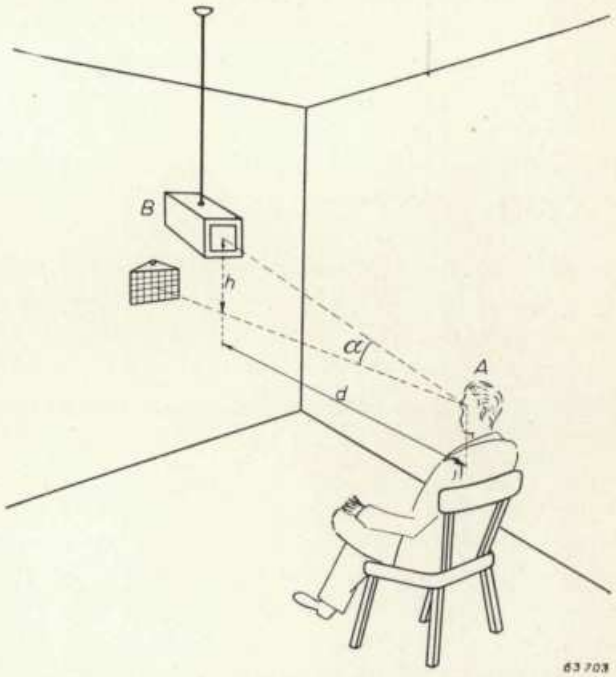


Fig. 1. Opstelling voor het bepalen van de toelaatbare helderheid van een vierkant armatuur. De waarnemer (*A*) regelt zelf de helderheid van de lichtkast (*B*) op de volgens hem nog juist toelaatbare waarde. De omgevingshelderheid kan onafhankelijk van de lichtkast worden gevarieerd, evenals de ophanghoogte h van de kast en de afstand d van de waarnemer. Het waargenomen lichtende vlak wordt steeds loodrecht op de kijkrichting geplaatst (blijft dus steeds vierkant). De proeven werden met een aantal kasten van verschillende grootte uitgevoerd.

van de directe straling van de lampen wordt echter kleiner naarmate de lampen zich verder van het centrale deel van het gezichtsveld af bevinden (grotere kijkhoek α). Door verticale schermen onder de lamp(en) te plaatsen, verkleint men nu het voor een waarnemer zichtbare oppervlak er van, en wel sterker naarmate de waarnemer zich verderaf bevindt, dwz. naarmate de kijkhoek α voor de horizontaal kijkende waarnemer kleiner wordt (*fig. 2*). In deze situatie wordt dus niet gevraagd naar de toelaatbare helderheid bij gegeven oppervlak, maar omgekeerd naar het toelaatbare oppervlak bij gegeven helderheid. Onze proefopstelling werd hierbij aangepast door de waarnemer te confronteren met een horizontaal opgehangen naakte fluorescentielamp, waarvan hij het zichtbare

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

oppervlak kon variëren met behulp van een horizontale spleet van variabele wijdte (*fig. 3*). Hem werd nu gevraagd, horizontaal kijkend, de spleetwijdte Δ (hoogte van het zichtbare lampoppervlak) zodanig in te stellen dat de aanwezigheid van de lichtbron nog geen gevoel van onbehaaglijkheid bij hem veroorzaakte. Deze proeven werden uitgevoerd met een lamplengte van resp. 0,60, 1,10 en 2,40 m, ter nabootsing van het geval dat een aantal fluorescentielampen in een lijn zijn gemonteerd.

Wij hebben er reeds op gewezen dat de verkregen instellingen voor eenzelfde situatie onvermijdelijk een sterke spreiding vertonen. Het ligt voor de hand om de gevraagde toelaatbare helderheid (resp. spleetwijdte) te definiëren als die helderheid welke

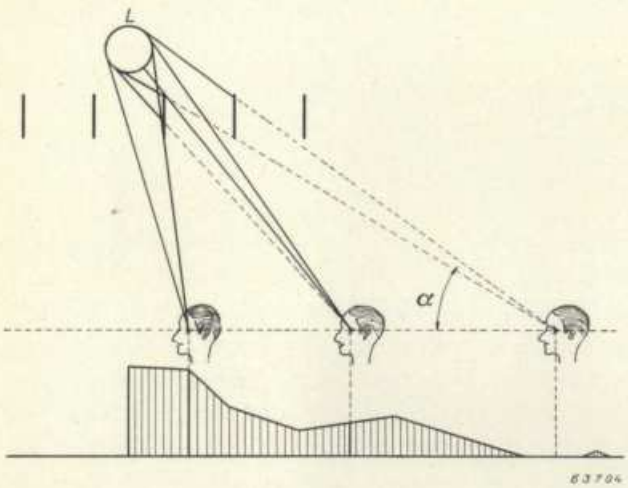


Fig. 2. Armatuur met lichtrooster voor fluorescentielampen (schematisch). De schotten maken dat de waarnemer minder van de lamp ziet naarmate hij op grotere afstand staat en naarmate het armatuur dus met een kleinere kijkhoek α wordt waargenomen. De ordinaten van het gearceerde vlak geven voor elke afstand het zichtbare lampoppervlak aan.
Een analoge figuur kan men tekenen voor het geval de lamp niet, zoals hier, loodrecht op het vlak van de tekening staat, doch in dit vlak ligt. Daar TL-lampen, aldus in de lengterichting gezien, een kleinere helderheid blijken te hebben dan dwars, mogen de schotten in deze richting wijder gespatieerd staan.

door 50% van de waarnemers nog juist als toelaatbaar wordt beschouwd. Zet men voor elke helderheidswaarde het percentage waarnemers uit van wie de ingestelde helderheid die waarde te boven ging, dan krijgt men een trapjeskromme als in *fig. 4* is geschetst. De invloed van de spreiding, die in de onregelmatigheid van de trapjeslijn tot uitdrukking komt, wordt goeddeels geëlimineerd als we de trapjeslijn door een vloeiende lijn vervangen en bij het snijpunt van deze lijn met de 50%-lijn de gevraagde toelaatbare helderheid aflezen. De vloeiende lijn zal men des te beter kunnen trekken naarmate er meer trapjes zijn, dwz. naarmate men de metingen door een groter aantal waarnemers heeft laten verrichten. Bij onze proeven werden alle instellingen gedaan door 12, in sommige gevallen zelfs door 15 waarnemers — een aanzienlijk groter

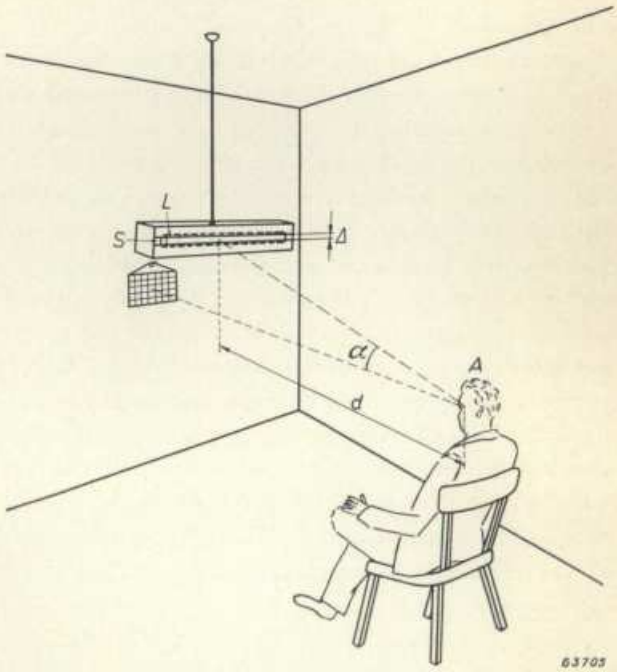


Fig. 3. De waarnemer (A) kan de wijdte Δ van de spleet S, waardoorheen hij de naakt gemonteerde fluorescentielamp L ziet, zelf regelen op de volgens hem juist nog toelaatbare waarde.

aantal dan bij de aangehaalde vroegere onderzoekingen. Van elke waarnemer werd natuurlijk, in elke meetsituatie, ook weer het gemiddelde van een aantal instellingen genomen, die waren gedaan komende van de kant van lage zowel als van die van hoge helderheden.

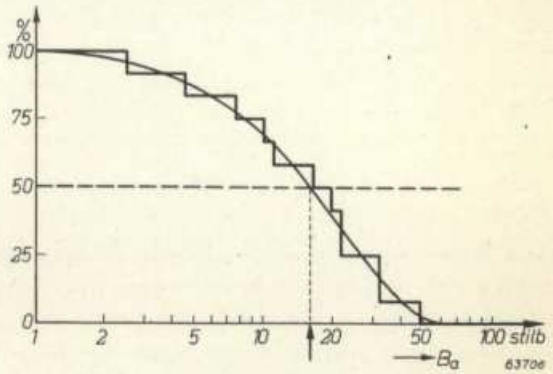


Fig. 4. Voor elke verlichtingssituatie (omgevingshelderheid B_o, ruimtehoek ω waaronder het armatuur wordt gezien, kijkhoek α) worden de instellingen voor de toelaatbare helderheid B_a van het armatuur, die door de diverse waarnemers zijn verricht, gerangschikt tot een trapjeskromme: de ordinaat bij elke helderheidswaarde B_a geeft het percentage waarnemers aan dat die helderheid toelaatbaar acht. De vloeiende lijn effent de in de trapjeskromme zichtbare spreiding der waarnemingen, het snijpunt met de 50%-lijn geeft de gevraagde „toelaatbare helderheid" voor de beschouwde verlichtingssituatie.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Resultaten van de proeven

Gezien het grote aantal parameters kunnen we hier van de proefresultaten slechts een uittreksel geven.

Fig. 5 heeft betrekking op de eerste serie proeven, met vierkante lichtbron. Uitgezet is hier de gevonden toelaatbare helderheid als functie van de ruimtehoek ω waaronder de lichtbron wordt gezien, en wel voor drie verschillende waarden van de kijkhoek α; de omgevingshelderheid bedroeg hierbij $2 \cdot 10^{-3}$ stilb (cd/cm^2), hetgeen overeenkomt met de helderheid van wit papier bij een verlichtingssterkte van 100 lux. Het algemene verloop van de lijnen beantwoordt aan de verwachting: met toenemende schijnbare grootte (ω) van de lichtbron zal de onbehaaglijkheidsverblinding klaarblijkelijk sterker worden, en dienovereenkomstig wordt de toelaatbare helderheid kleiner. Dit strookt ook met het eenvoudige principe van optellen van „glare factors" volgens Harrison, daar we immers een grote lichtbron als samengesteld uit twee of meer aan elkaar sluitende kleine lichtbronnen kunnen beschouwen.

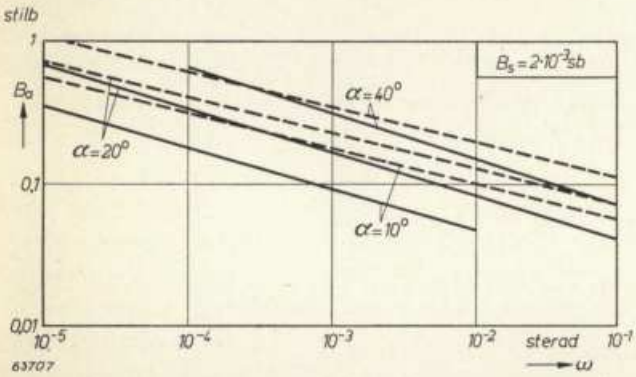


Fig. 5. Toelaatbare helderheid B_a van een vierkant armatuur, als functie van de ruimtehoek ω, voor drie verschillende kijkhoeken α. Gestippeld zijn de overeenkomstige lijnen volgens Luckiesh en Guth[3]) aangegeven. Omgevingshelderheid $B_s = 2 \cdot 10^{-3}$ stilb.

Ook wat de grootte van de gevonden waarden betreft, is er een behoorlijke overeenstemming met vroegere metingen, zoals blijkt uit de gestippelde lijnen, die de uitkomsten van Luckiesh en Guth weergeven. Dit is echter niet meer waar als we de resultaten voor kleine omgevingshelderheden vergelijken; zie *fig. 6*, die geldt voor $0{,}04 \cdot 10^{-3}$ stilb. Volgens onze metingen zijn hierbij, vooral voor grote ruimtehoeken, de toelaatbare helderheden aanzienlijk kleiner dan volgens Luckiesh en Guth — een verschil dat wel in hoofdzaak aan het verschil van de gebezigde criteria moet worden toegeschreven. Het ziet er echter naar uit, dat volgens onze metingen toch, zowel bij hoge als bij lage omgevingshelderheden, de onbehaaglijkheidsverblinding van de vierkante (of ronde) lichtbron door een soortgelijke formule als (1), met iets andere machten, te beschrijven is (zie hiervoor het in [6]) aangehaalde rapport).

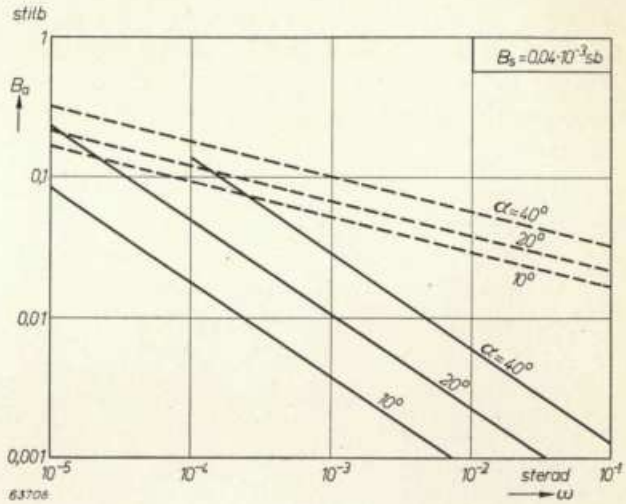


Fig. 6. Hetzelfde als fig. 5, echter voor een veel lagere omgevingshelderheid, $B_s = 0{,}04 \cdot 10^{-3}$ stilb.

De tweede serie proeven, met een langgerekte lichtbron, leverde ernstiger afwijkingen op. *Fig. 7* geeft de hierbij gevonden toelaatbare helderheid, wederom als functie van de ruimtehoek ω en met de kijkhoek α als parameter, bij een omgevingshelderheid van $2 \cdot 10^{-3}$ stilb. De krommen voor een vierkante lichtbron, uit fig. 5, zijn hierin gestippeld aangegeven. Men constateert in de eerste plaats dat bij een langgerekte lichtbron een aanzienlijk hogere helderheid toelaatbaar kan zijn dan bij een vierkante of ronde van even groot zichtbaar oppervlak! We zien dus ons vermoeden bevestigd dat men niet mag uitgaan van de onderstelling

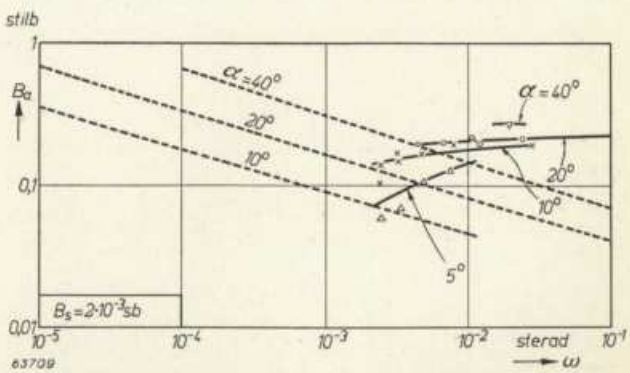


Fig. 7. Toelaatbare helderheid B_a van een langgerekt, horizontaal opgehangen armatuur (zichtbaar oppervlak 1,40 m × 0,10 m), als functie van de ruimtehoek ω, voor verschillende kijkhoeken α. Gestippeld aangegeven zijn de overeenkomstige lijnen uit fig. 5, voor een vierkant armatuur. Omgevingshelderheid $B_s = 2 \cdot 10^{-3}$ stilb.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

dat alleen het oppervlak, en niet de vorm, de onbehaaglijkheidsverblinding door een lichtbron zou bepalen. Er blijkt integendeel een duidelijke invloed van de vorm te bestaan [7]). Physiologisch moet die invloed zo worden geïnterpreteerd, dat het van opzij in het oog vallende licht dit minder gevoelig maakt voor de „verblindende" werking van het licht in het centrale deel van het gezichtsveld.

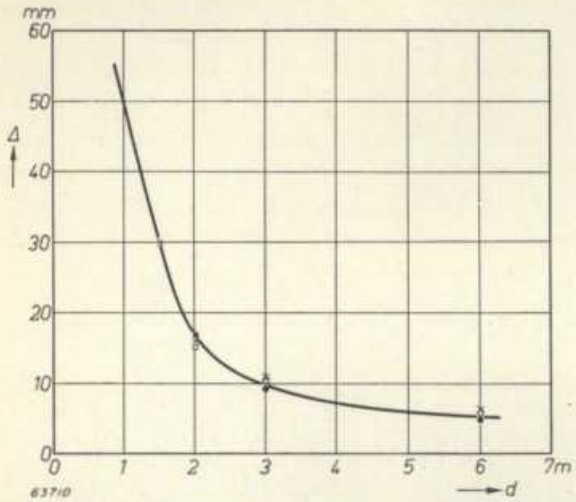


Fig. 8. Toelaatbare zichtbare breedte Δ van een fluorescentielamp, in de opstelling volgens fig. 3, als functie van de afstand d van de waarnemer. De lamp is opgehangen 1,50 m boven ooghoogte van de waarnemer. Omgevingshelderheid $3 \cdot 10^{-3}$ stilb. De cirkeltjes slaan op een lamplengte van 0,60 m, de kruisjes op een lengte 1,20 m, de punten op een lengte van 2,40 m.

Dit effect blijkt zelfs zo sterk te zijn dat in fig. 7 (waarbij de vergroting van ω gerealiseerd werd door nadering van de waarnemer, dus met steeds verder zijdelings in zijn oog vallend licht) de toelaatbare helderheid toeneemt met toenemende ruimtehoek ω! Dit geheel onverwachte resultaat wijst er op dat de eenvoudige methode om „glare factors" van afzonderlijke lichtbronnen bij elkaar op te tellen, voor niet-ronde armaturen zeker niet kan worden toegepast.

Ten slotte de serie proeven met naakte fluorescentielampen en veranderlijke spleet. Enige meetresultaten hiervan zijn weergegeven in *fig. 8*, die iets anders is opgezet dan de vorige figuren: hier is uitgezet de toelaatbare spleetwijdte Δ als functie van de afstand d van de waarnemer (vgl. fig. 3), voor een helderheid van 0,4 stilb van de lamp (TL 40 watt) en een omgevingshelderheid van $3 \cdot 10^{-3}$ stilb; de lamp was hierbij opgehangen op 1,50 m grotere hoogte dan waarop zich het oog van de waarnemer bevond (uit welk gegeven men de kijkhoek α voor elke afstand d kan afleiden). Het algemene verloop van de gevonden kromme strookt weer met de verwachting: hoe kleiner de kijkhoek α wordt, des te meer behoefte aan afscherming heeft de waarnemer (zelfs al gaat met de daling van α een daling van ω gepaard). Het eigenaardige is echter dat men nagenoeg dezelfde kromme vindt voor de drie verschillende lamplengten van 0,60, 1,20 en 2,40 m (zie de verschillende meetpunten). Ook hier dus een flagrante tegenspraak met de „glare factor"-methode, volgens welke men bij dubbele lengte een half zo grote toelaatbare hoogte had verwacht.

[7]) In recente onderzoekingen van P. Petherbridge en R. G. Hopkinson (Discomfort glare and the lighting of buildings, Trans. Ill. Eng. Soc. **15**, 39-71, 1950, No. 2), waarbij de „shock" methode eveneens werd verlaten ten gunste van een criterium enigszins analoog aan het onze, is een geheel overeenkomstige invloed van de vorm der lichtbron op de verblindende werking gevonden.

Conclusie

Het zou natuurlijk teleurstellend zijn als we uit onze proeven niets anders konden concluderen dan dat een tot nog toe gebruikte — en op zichzelf aantrekkelijke — beschouwingswijze tot verkeerde voorspellingen kan leiden. De proefresultaten hebben echter wel degelijk ook een positieve betekenis. In de eerste plaats kunnen zij, zo beperkt als de proeven waren opgezet, toch reeds dienen om zekere kwantitatieve gevolgtrekkingen te maken voor de meest doelmatige constructie van armaturen. We kunnen er bijv. uit afleiden dat de in het algemeen toelaatbaar geachte helderheid van 0,3 stilb voor diffusoren feitelijk een factor 2 à 3 te hoog is. Bij aanwezigheid van vele diffusoren, die het oog niet alle ontwijken kan, is de verlichting dan zeker niet behaaglijk. We kunnen er verder uit afleiden hoe we een lichtrooster-constructie moeten maken om in alle voorkomende situaties (ooghoogte en afstand van de waarnemer) de fluorescentielampen geen gevoel van onbehaaglijkheid te laten geven. Zo is o.a. het in *fig. 9* geschetste lichtrooster

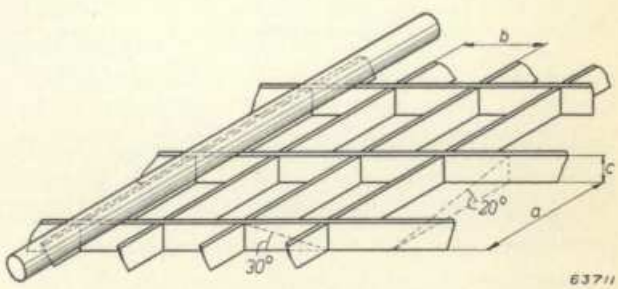


Fig. 9. Schema van lichtrooster. De TL-lampen worden in de aangegeven richting boven het rooster gemonteerd (slechts één lamp is getekend). De verhoudingen van de afmetingen a, b, c der mazen waarborgen een volledige afscherming van de naakte lampen voor kijkhoeken $\alpha < 30°$ resp. $\alpha < 20°$ (vgl. fig. 2). In de keuze van de absolute afmetingen is men binnen redelijke grenzen nog vrij. Ook het patroon van het rooster kan, mits dezelfde afschermingshoeken worden aangehouden, nog worden gewijzigd op grond van aesthetische of practische overwegingen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ontstaan, dat bijv. is toegepast in het armatuur, afgebeeld in *fig. 10*.

In de tweede plaats kunnen we als positief resultaat van onze proeven beschouwen dat zij althans de richting aangeven waarin de werkelijkheid afwijkt van de „glare factor"-hypothese. Immers, zowel de conclusies getrokken bij fig. 7 als die bij

Fig. 10. Boven: Armatuur voor vier TL-lampen van 40 W, voorzien van ruitvormig lichtrooster, met afschermingshoeken volgens fig. 9. Dit type armatuur is op grote schaal toegepast voor de verlichting van het nieuwe hoofdkantoor van de Rotterdamsche Bank te Rotterdam.
Onder: Hetzelfde armatuur, geopend.

fig. 8 wezen uit, dat de gezamenlijke onbehaaglijkheidsverblinding van verscheidene lichtbronnen minder erg is dan uit een optelling van hun afzonderlijke werkingen zou volgen. We zagen zelfs dat in sommige gevallen de onbehaaglijkheidsverblinding door toevoeging van verdere heldere oppervlakken verminderd wordt! Een ervaringsfeit dat we hier kunnen toevoegen, is nog het volgende. Bezit een onder een kleine kijkhoek α waargenomen, dwars op de kijkrichting staande langgerekte lichtbron een niet storende helderheid, dan blijkt men een reeks identieke lichtbronnen met geleidelijk toenemende kijkhoek α gelijktijdig in het gezichtsveld te kunnen plaatsen zonder dat de verlichting onbehaaglijk wordt. Dit is voor de practijk zeer belangrijk, daar het betekent dat men bij het verlichten van een lange zaal met doorschijnende TL-armaturen er alleen op moet letten dat de het verst van de waarnemer af gelegen armaturen geen gevoel van onbehagen veroorzaken.

Voor een volledig inzicht in de onbehaaglijkheidsverblinding door verscheidene gelijktijdig in het gezichtsveld aanwezige lichtbronnen zullen echter nog uitgebreide experimenten, met verschillende configuraties van lichtgevende oppervlakken, nodig zijn.

Samenvatting. De verlichtingsinstallatie in een kantoorruimte of dergelijke localiteiten kan niet alleen te kort schieten door een te laag verlichtingsniveau, maar eventueel ook door een ongeschikte helderheidsverdeling in het gezichtsveld, waardoor, vooral bij langer verblijf in die ruimte, een gevoel van onbehaaglijkheid ontstaat. Bij het zoeken naar geschikte helderheidsverdelingen („brightness engineering") blijkt het o.a. van belang dat de in de ruimte opgehangen armaturen geen te grote helderheid vertonen. De eerder verrichte onderzoekingen over de toelaatbare helderheid van armaturen waren gebaseerd op de „shock" methode van Holladay, waarbij de lichtbron in kwestie slechts even aan een waarnemer wordt getoond en dan diens mate van verblinding resp. van „onbehaaglijkheidsverblinding" wordt vastgesteld. In een serie proeven verricht bij Philips is deze methode verlaten: de waarnemers (er waren er minstens 12, om ondanks de vrij grote spreiding betrouwbare resultaten te krijgen) moesten zelf, onder allerlei omstandigheden, de helderheid van een proefarmatuur zo regelen dat zij ook op de lange duur geen gevoel van onbehagen zouden krijgen. De proeven werden uitgevoerd met een vierkante en een langgerekte lichtbron (het laatste ter nabootsing van een armatuur met fluorescentielampen), terwijl een verdere proefserie veroorloofde de vereiste afmetingen der schotten in een armatuur met een lichtrooster-constructie na te gaan. De proeven leverden o.a. het verrassende resultaat dat de langgerekte lichtbron helderder mocht zijn naarmate zij onder een grotere ruimtehoek werd gezien — dit in tegenstelling met de vierkante lichtbron. Hieruit blijkt dat de methode van Harrison, volgens welke de gezamenlijke „verblindende" werking van verscheidene lichtbronnen wordt afgeleid door optellen van hun „glare factors" (aequivalente oppervlakken), niet algemeen juist kan zijn, aangezien de vorm der lichtbronnen daarin niet voorkomt. Uit de resultaten van de proeven worden enige conclusies voor de practijk getrokken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

RÖNTGENOGRAFISCHE CONTROLE VAN ELECTRONENBUIZEN

621.385:621.386.1:620.179

De eisen die men tegenwoordig aan electronenbuizen voor bepaalde toepassingen stelt, hebben er toe geleid de afmetingen der electroden en hun onderlinge afstanden steeds verder te verkleinen. Vanzelfsprekend zijn dan tevens de toleranties zeer nauw, zodat de mechanische afwerking buitengewoon goed moet zijn. Zo is bijv. bij een bepaalde hoogfrequentpenthode, met coaxiale cylindrische electroden, een gemiddelde excentriciteit van het stuurrooster ten opzichte van de kathode van 20 μ voldoende om de vorm van de buiskarakteristiek zodanig te beïnvloeden dat het product niet meer aan de specificatie beantwoordt.

Om van een dergelijke afwijking de oorzaak op te sporen, werd vroeger de ballon van de buis verwijderd en werden met schaar en tang voorzichtig de anode en het omhullende scherm weggenomen, waarna het systeem van kathode en rooster kon worden geïnspecteerd en opgemeten. Dit laatste gebeurde met een zg. meetprojector, een optisch apparaat waarmede een sterk vergroot (tot 100×), onvertekend en lichtsterk silhouet van het te onderzoeken voorwerp op een matglazen plaat wordt geprojecteerd. Aan dit silhouet kunnen met een lineaal de nodige metingen worden verricht.

Door het demonteren van de buis gaat echter niet alleen het „corpus delicti" verloren, maar ook bestaat het gevaar dat bij het openmaken de te meten afstanden door kleine verbuigingen veranderd worden.

Er is daarom een methode ontwikkeld om het inwendige van de buis te inspecteren met behulp van röntgenstralen. Hierbij moet worden voldaan aan de eis, dat men even veel details kan waarnemen als met de bovenbeschreven methode mogelijk is, namelijk tot ongeveer 10 μ.

Om een scherpe afbeelding te krijgen moet men een röntgenbuis met zo klein mogelijk focus gebruiken. Plaatst men (*fig. 1*) het te onderzoeken voorwerp in B, op een afstand v verwijderd van het focus A, waarvan de afmeting Δ bedraagt, dan ontstaat in een vlak C, op een afstand b achter het voorwerp, een schaduwbeeld, waarvan de zg. geometrische onscherpte bedraagt:

$$\frac{b}{v} \cdot \Delta .$$

Details in het beeld die kleiner zijn dan deze onscherpte, kunnen niet meer worden waargenomen.

Rekening houdend met de omstandigheid dat het schaduwbeeld in de verhouding $(b+v)/v$ groter is dan het voorwerp, zijn dus de kleinste waarneembare details van het voorwerp gegeven door

$$\frac{v}{b+v} \Delta \, \frac{b}{v} = \frac{b}{b+v} \Delta .$$

In de gebruikte opstelling is $v = 200$ cm,
$b = 4$ cm,
$\Delta = 0{,}3$ mm,

zodat het oplossend vermogen 6 μ bedraagt. Het schaduwbeeld is daarbij slechts 2% groter dan het object.

Voor de waarneming van het beeld staan twee wegen open: met behulp van een fluorescerend scherm of door een fotografische opname. De scherpte van een fluorescerend scherm is echter volkomen onvoldoende, zodat we wel gedwongen zijn de meer tijdrovende methode van fotograferen te volgen.

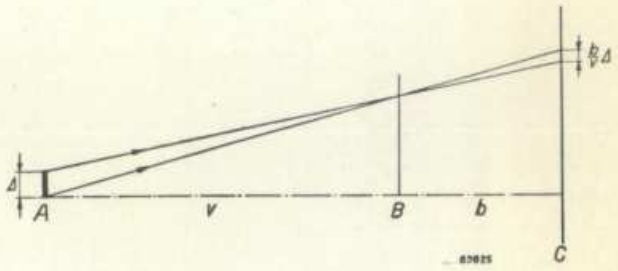


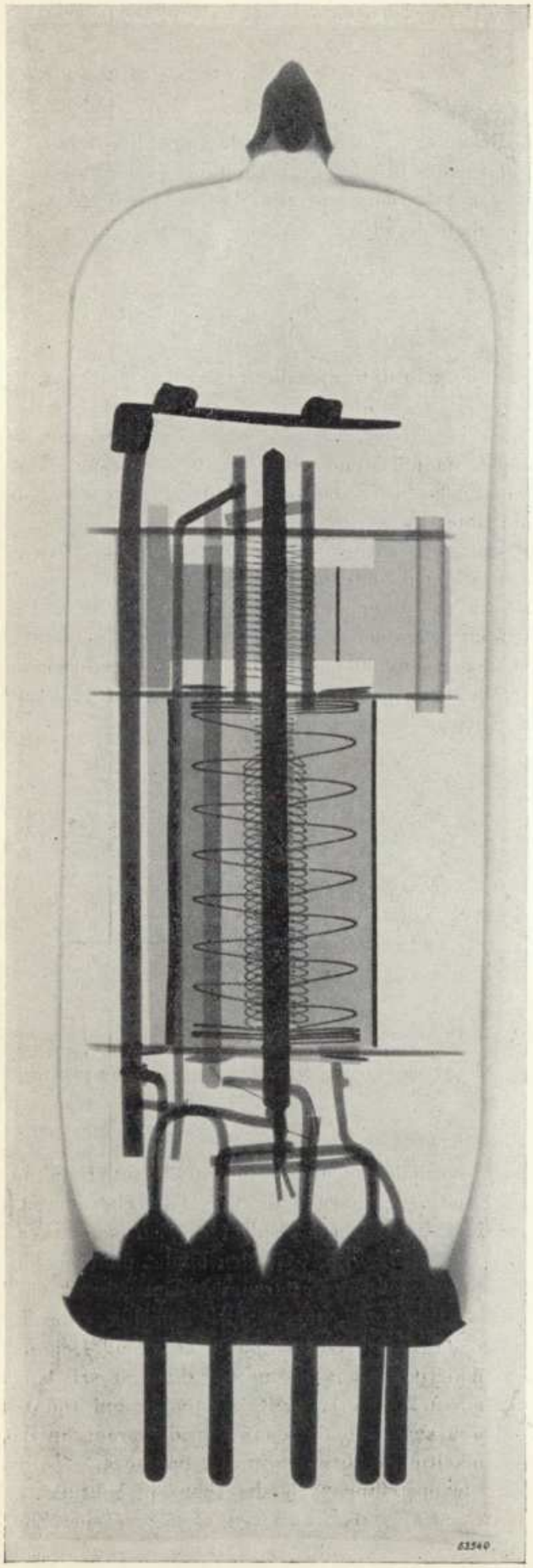
Fig. 1. Onscherpte van het röntgenbeeld.
A focus van de röntgenbuis, B voorwerpsvlak, C beeldvlak. Bij de hier beschreven opstelling is de voorwerpsafstand $v = 200$ cm, de beeldafstand $b = 4$ cm.

De normale (eenzijdig begoten) fotografische plaat of film, waarvan de korrel enkele microns bedraagt, geeft goede resultaten. Een versterkerfolie kan niet gebruikt worden omdat daardoor de scherpte te veel zou verminderen. Het gebruik van speciaal fijnkorrelig materiaal is mogelijk, en geeft inderdaad een grotere meetnauwkeurigheid. Daar de ontwikkeltijden van dit materiaal echter vrij lang zijn (15 à 20 min) wordt gewoonlijk om tijd te besparen een normale plaat gebruikt waarvan de ontwikkeltijd slechts 5 minuten bedraagt.

In de opstelling zoals die thans in gebruik is, wordt een „Rotalix"-buis type O 75 toegepast, een buis die twee foci bezit waarvan in ons geval

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



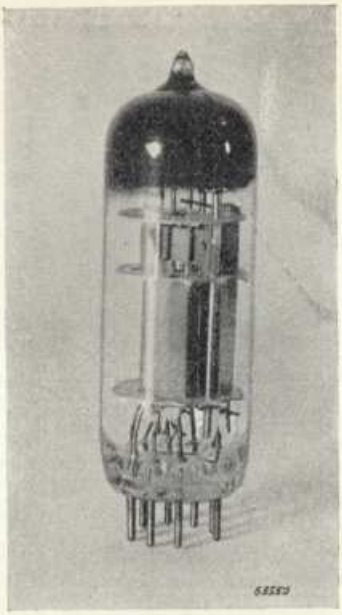


Fig. 2. Gecombineerde penthode en triode voor televisie-ontvangst type ECL 80.
Rechts: foto, ware grootte. Links: röntgenfoto, 4× vergroot. In het onderste deel van deze buis zijn de drie roosters van de penthode duidelijk zichtbaar. De cylindrische anode is kenbaar door het donkerder veld achter de roosters en de twee beschrijvende lijnen terzijde daarvan. De indirect verhitte kathode is verborgen achter de steundraden van het rooster, wel is onderin de buis de gespiraliseerde gloeidraad zichtbaar. Het tweede rooster, dat niet geheel tot boven doorloopt, is bovenaan vervormd bij het afnemen van de wikkelmal, en dit was de oorzaak dat de karakteristiek buiten de tolerantie viel en de buis op de meetbank werd afgekeurd.

alleen het focus met de kleinste afmetingen wordt gebruikt (schijnbare focusafmetingen 0,3 × 0,3 mm [1]).

Röntgenbuis, object en film zijn omgeven door een met lood beklede ijzeren kast. Aan de voorkant bevindt zich een fluorescerend scherm, waarop men een silhouet van de te onderzoeken buis kan waarnemen, teneinde deze in de meest geschikte stand te plaatsen. Dit gebeurt door middel van drie knoppen buiten de kast, waarmede de buis in twee richtingen loodrecht op de röntgenbundel draaibaar en bovendien in verticale richting verplaatsbaar is. De mechanische overbrenging geschiedt door drie flexibele asjes. Het bedieningspaneel van de röntgenbuis is onder het lichtend scherm geplaatst en voorzien van een tijdschakelaar.

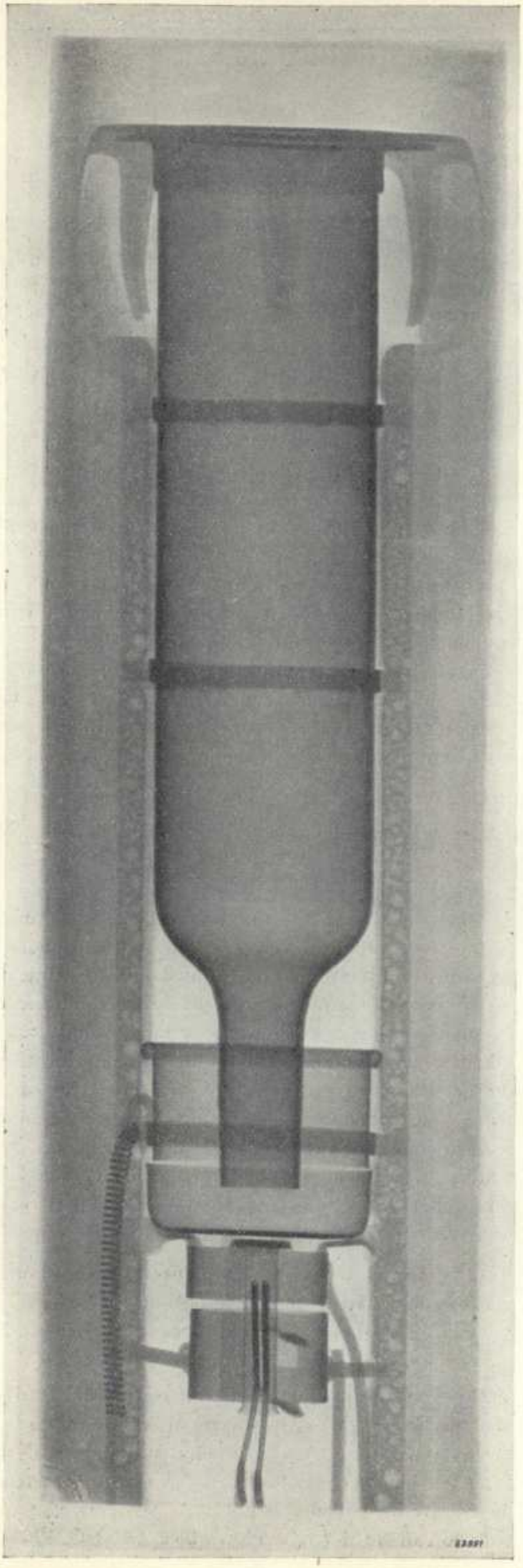
Om het gedrag bij verwarming te kunnen bestuderen is het mogelijk de buizen op de bedrijfsspanningen aan te sluiten.

De belichtingstijd varieert bij onderzoek van buizen met kalkglazen en loodglazen ballons van 1 tot 2,5 minuut. Gewoonlijk behoeft de opname niet te worden bewaard, het fixeer- en spoelproces wordt

[1]) Voor een beschrijving van deze buis zie G. C. E. Burger, B. Combée en J. H. van der Tuuk, Röntgendoorlichting met vergroot beeld, Philips techn. T. 8, 321-329, 1946.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



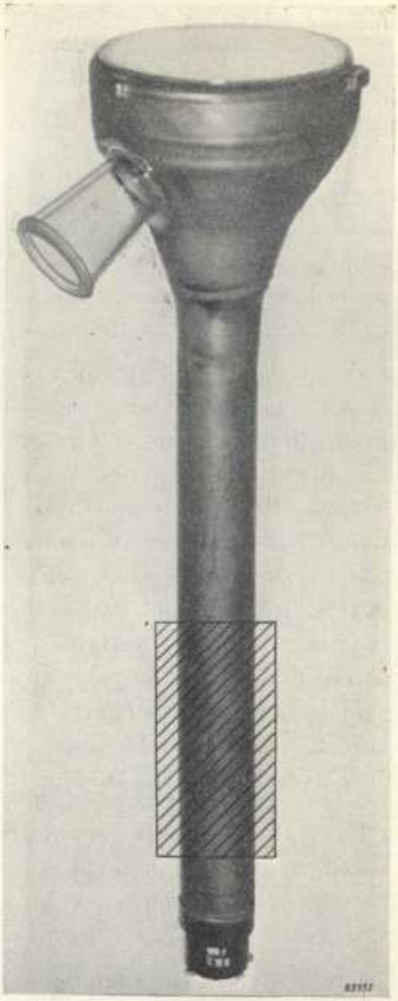


Fig. 3. Kathodestraalbuis voor televisie-projectie, type MW 6-2. Rechts: foto van de buis, 2× verkleind. Links: röntgenfoto van het electronenkanon (gearceerd gedeelte van rechter foto), 3,5× vergroot.

dan in versneld tempo gedaan, waarna door droge en verwarmde lucht de foto snel wordt gedroogd. Zodoende is het mogelijk ongeveer 30 minuten na het begin der werkzaamheden de metingen gereed te hebben, hetgeen van belang is om zo nodig snel in het productieproces te kunnen ingrijpen.

De foto's worden uitgemeten onder een meetprojector, op dezelfde wijze als dat vroeger bij de gedemonteerde systemen geschiedde.

De nauwkeurigheid van de volledige meting kan zeer gemakkelijk worden gecontroleerd door tegelijk met de objecten kalibers te fotograferen. Het is gebleken dat in de practijk een totale nauwkeurigheid van 10 μ wordt bereikt.

De hierbij afgedrukte foto's geven een indruk van de scherpte der opnamen. Door de reproductie is vanzelfsprekend reeds veel van de waarde hiervan verloren gegaan.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publicaties, voorzover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvrage overdrukken.

1906*: H. C. Hamaker: Systematische en toevallige fouten bij het aflezen van de stand van een wijzer op een schaal (Statistica **3**, 209-223, 1949, No. 5/6).

Beschouwing naar aanleiding van waarnemingen, door V. Varangot, over systematische en toevallige fouten bij het aflezen van de stand van een wijzer op een schaal, waarbij fracties van schaaldelen worden geschat. Bij wijzerstanden tussen 0,1 en 0,5 en tussen 0,9 en 1,0 is er een tendentie om 0,01 à 0,02 te laag te schatten, tussen 0,5 en 0,9 en tussen 0 en 0,1 schat men gemiddeld 0,02 te hoog. In een aantal gevallen worden de systematische en toevallige fouten door een analyse van elkaar gescheiden. Nagegaan wordt in hoeverre persoonlijke verschillen in de systematische fouten voorkomen. (Zie ook deze overzichten No. **1817**.)

1908: H. G. Beljers: A demonstration of the induced magnetic moment in the third direction at gyromagnetic resonance (Physica 's Grav. **16**, 75-76, 1950 No. 1).

Indien een hoeveelheid materiaal dat gyromagnetische resonantie vertoont, geplaatst wordt in een constant magneetveld H_z waarop een wisselveld h_x is gesuperponeerd, treedt niet alleen een wisselend moment m_x op, maar ook een moment m_y loodrecht op het xz-vlak. Het bestaan van dit moment wordt aangetoond met behulp van een systeem van golfpijpen („magic tee") (zie ook Philips techn. T. **11**, 317-325, 1949, No. 11, en deze overzichten No. **1850**).

1909: C. J. Bouwkamp: On the freely vibrating circular disk and the diffraction of circular disks and apertures (Physica 's Grav. **16**, 1-16, 1950, No. 1).

Theorie van het acoustische stralingsveld van een vrij trillende onvervormbare, cirkelvormige schijf bij golflengten groot ten opzichte van de straal van de schijf. De oplossing wordt gegeven in de vorm van een machtreeks in kr (golfgetal $= 2\pi/\lambda$, r straal van de schijf). De nieuwe aanpak, uitgaande van integraalvergelijkingen, veroorlooft een aantal termen van deze reeks expliciet te berekenen. De resultaten kunnen worden uitgebreid tot het geval van buiging aan een cirkelvormige schijf en aan een cirkelvormige opening van vlakke golven bij normale incidentie. De resultaten worden vergeleken met vroegere uitkomsten van diverse auteurs.

1910: R. Loosjes en H. J. Vink: Distribution du potentiel dans la couche d'une cathode à oxydes pendant une impulsion de courant de grande densité (Le Vide **5**, 731-738, Jan. 1950).

Het verloop van de potentiaal in de oxydelaag van een oxydekathode wordt volgens twee methoden onderzocht. Ten eerste wordt, door de afstand van de anode tot de oxydelaag te variëren en de gemeten spanningen te extrapoleren naar de afstand nul, de potentiaal aan het oppervlak van de laag bepaald. Vervolgens wordt, met behulp van sonden, het potentiaalverloop in de laag nader bepaald. Er is geen potentiaalsprong bij de overgang van metaal naar oxyde. Het grootste deel van het potentiaalverval is geconcentreerd nabij de naar het vacuum toe gekeerde zijde van de oxydelaag.

1911: W. Nijenhuis: Theoretische grenzen voor de overdracht van brede frequentiebanden (T. Ned. Radiogenootsch. **15**, 13-31, 1950, No. 1).

Onderzoek naar de maximaal bereikbare uniforme overdracht in een gegeven frequentieband. Er wordt uitsluitend beschouwd de overdracht bij passieve vierpolen die uit discrete lineaire elementen zijn opgebouwd en door buizen met elkaar zijn verbonden. Het blijkt dat de grens aan de bereikbare overdracht per versterkertrap dan wordt gesteld door steeds aanwezige schadelijke buiscapaciteiten tussen de klemmen van de gebruikte vierpolen. De behandeling sluit aan bij die welke gegeven is in H. W. Bode: Network analysis and feedback amplifier design.

1912*: E. W. Gorter: L'aimantation spontanée de ferrites ferromagnétiques à structure de spinelle (C. R. Acad. Sc. Paris **230**, 192-194, 1950, 9 Jan.).

De spontane magnetisatie van een aantal ferrieten van de type MFe_2O_4, waarin M een tweewaardig metaal voorstelt, en van mengkristallen van deze ferrieten en zinkferriet ($ZnFe_2O_4$), wordt gemeten; de resultaten geven een goede bevestiging van de theorie van Néel (Ann. Physique **3**, 137-198, 1948).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

1913: J. L. Meijering en G. W. Rathenau: Rapid oxidation of metals and alloys in the presence of molybdenum trioxide (Nature London **165**, 240, 1950, 11 Febr.).

De invloed van molybdeentrioxyde op de oxydatie van metalen en legeringen wordt als functie van de temperatuur bestudeerd. In een grafiek is de indringdiepte weergegeven voor een Al-Cu legering (8 : 92) voor verschillende expositietijden ($^1/_2$ h, 3 h, 20 h en 165 h) in het temperatuurgebied 410-550 °C. Het resulaat van deze en andere proeven wijst er op dat het voorkomen van een vloeibare oxydephase de bepalende factor is, en niet de dissociatie van MoO_3, zoals door Leslie en Fontana wordt ondersteld. Zie ook een artikel van dezelfde schrijvers, dat binnenkort zal verschijnen in Philips techn. T.

1914: E. J. W. Verwey: Atomic arrangement in spinels in connection with their physical properties (Proc. 11th Int. Congr. pure and appl. Chem. Vol. **1**, 285-291, Febr. 1950).

Overzicht van onderzoekingen betreffende de structuur en de electrische en magnetische eigenschappen van spinellen (zie ook deze overzichten No.'s **1738, 1739, 1845** en Philips techn. T. **9**, 186-191, 239-248, 1947).

1915: K. F. Niessen: On avoiding low frequencies in a rectangular cavity resonator used as part of a triode generator (Appl. sci. Res. 's-Grav. **B 1**, 325-340, 1950).

Herdruk van een artikel verschenen ter gelegenheid van het Marconi-congres te Rome in 1947 (Roma, Consiglio Naz. delle Ricerche 1948, 312-329). In aansluiting op vorige artikelen (zie deze overzichten No.'s **1815, 1853, 1854**) wordt aangetoond dat door aan een prismatische trilholte een nevenruimte toe te voegen, alle frequenties behalve een bepaalde gewenste frequentie worden gewijzigd. Door samenvoeging van dergelijke gewijzigde resonatoren verkrijgt men prismatische resonatoren waarvan het grondvlak een symmetrische figuur vormt en waarbij, door het op een geschikte plaats aanbrengen van een staaf, bepaalde ongewenste eigen frequenties kunnen worden onderdrukt.

1916: E. J. W. Verwey: Theory of the electric double layer of stabilised emulsions (Proc. Kon. Ned. Akad. Wetensch. Amsterdam **53**, 376-385, 1950, No. 3).

Met behulp van de theorie van Gouy en Chapman worden de electrische potentiaal en de ladingsverdeling nabij het grensvlak van twee niet mengende vloeistoffen berekend, voor het geval waarin, behalve de oorspronkelijke dubbellaag, aan het grensvlak een oppervlaktelading aanwezig is.

1917: K. F. Niessen: On one of Heisenberg's hypotheses in the theory of specific heat of superconductors (Physica 's-Grav. **16**, 77-83, 1950, No. 2).

Een door Heisenberg gemaakte onderstelling, in verband met de theorie van de soortelijke warmte van supergeleiders volgens Koppe, wordt besproken. Vergelijking met een verwant probleem pleit aanvankelijk tegen deze onderstelling, maar blijkt haar uiteindelijk te steunen, terwijl de juistheid ervan ten slotte ook langs een directe weg plausibel kan worden gemaakt.

1918: K. F. Niessen: The energy of the normal electrons in a superconductor as a function of temperature and thickness of the superconducting layer on the Fermi surface (Physica 's-Grav. **16**, 84-94, 1950, No. 2).

Ten einde met eenvoudiger berekeningen uit te kunnen komen, wordt de onderstelling van Heisenberg betreffende de laag van supergeleidende electronen op het Fermi-oppervlak (zie No. **1917**) in zoverre gewijzigd dat aan deze laag, die ontoegankelijk is voor normale electronen, een eindige dikte Δ (eindig energieverschil tussen onder- en bovenzijde) wordt toegekend, terwijl alle impulshokjes van de laag door supergeleidende electronen bezet worden ondersteld. Er wordt een uitdrukking afgeleid voor de energie van de normale electronen, die een functie is van ω, Δ en de temperatuur T (ω is het deel van de Fermi-bol dat door de laag wordt ingenomen). Deze uitdrukking stemt, voor $\Delta \gg kT$, overeen met de uitdrukking van Koppe in de benadering van Heisenberg, en voor $\Delta \ll kT$ met een uitdrukking die bekend is uit de metaaltheorie van Sommerfeld. Het verband wordt uitgerekend tussen de overgangstemperatuur, het aantal supergeleidende electronen per volume-eenheid bij $T = 0$ en het aantal normale electronen per volume-eenheid bij $T = 0$.

1919: J. L. H. Jonker: Buizen met lintvormige electronenbundel; contact-, schakel-, kies- en telbuis (T. Ned. Radiog. **15**, 37-52, 1950, No. 2).

In deze voordracht wordt vrijwel hetzelfde behandeld als in het artikel, besproken onder No. **R 126.**

R 130: B. D. H. Tellegen en E. Klauss: The parameters of a passive four-pole that may violate the reciprocity relation (Philips Res. Rep. **5**, 81-86, 1950, No. 2).

De eigenschappen worden onderzocht van passieve vierpolen die niet behoeven te voldoen aan

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de reciprociteitsbetrekking, en wel bij één vaste frequentie. Noodzakelijke en voldoende voorwaarden worden afgeleid waaraan de parameters moeten voldoen, opdat de vierpool passief is. Voor een vierpool die slechts één weerstand of slechts één reactantie bevat, moet tussen deze parameters een zekere betrekking bestaan.

R 131: C. J. Bouwkamp: On the characteristic values of spheroidal wave functions (Philips Res. Rep. **5**, 87-90, 1950, No. 2).

De eigenwaarden van de spheroidale golffuncties van gehele orde en gehele graad worden in een machtreeks ontwikkeld, waarvan enkele termen worden aangegeven. Voor functies van de eerste orde worden numerieke resultaten meegedeeld.

R 132: W. F. Dil: Principles of measurements on coupled circuits (Philips Res. Rep. **5**, 91-115, 1950, No. 2).

Er wordt een schakeling geanalyseerd welke bestaat uit een buis en twee gekoppelde kringen, waarvan de koppeling zowel capacitief, inductief alsmede ohms is. Het gedrag van deze schakeling wordt gekarakteriseerd door de resonantiekromme en door de versterking bij de centrale frequentie. De voorwaarden voor symmetrische resonantiekrommen worden onderzocht en er wordt een overzicht gegeven van de meest gebruikelijke methoden om de karakteristieke grootheden, als koppelingsfactoren en kringkwaliteiten, te meten. Ten slotte worden nieuwe meetmethoden behandeld, welke practisch niet onderhevig zijn aan het bekende bezwaar van de verstoring door de meting van de normale werking van de schakeling, waardoor de nauwkeurigheid ongunstig wordt beïnvloed. Volgens deze methoden kunnen alle karakteristieke grootheden van gekoppelde kringen met een symmetrische resonantiekromme worden gemeten.

R 133: R. Dorrestein: On the energy-flow distribution in certain types of paraxial beams (Philips Res. Rep. **5**, 116-127, 1950, No. 2).

In een paraxiale lichtbundel of electronenbundel in een rotatiesymmetrisch brekend medium kunnen bepaalde paren van doorsneden bestaan waarin de overeenkomstige verdelingen van de energiestroomdichtheid (of intensiteit) onafhankelijk van elkaar zijn. Uit de intensiteitsverdeling in twee zulke onafhankelijke doorsneden kan de intensiteitsverdeling in iedere andere doorsnede worden berekend met behulp van een compositieproductintegraal. Een gaussiaanse bundel wordt gedefinieerd als een bundel waarbij in één doorsnede de intensiteit en de hoekverdeling van de energiestroom door een functie van Gauss zijn bepaald. Dit soort bundels bevat een oneindig aantal paren van onafhankelijke doorsneden. De vergelijking voor de effectieve straal r van de bundel, als functie van de afstand z langs de as, is identiek met de vergelijking voor een paraxiale straal $r(z)$ in cylindercoördinaten z, r, φ.

R 134: R. Dorrestein: Note on the image formation in cathode-ray tubes (Philips Res. Rep. **5**, 128-130, 1950, No. 2).

De theorie van de gaussiaanse bundel (zie No. **R 133**) wordt toegepast op de electronenbundel in een kathodestraalbuis met een gebruikelijk type van electronenkanon. Het blijkt dat in principe noch de kleinste doorsnede, noch het beeld van de kathode, maar een tussengelegen vlak moet worden afgebeeld op het scherm indien men de lichtvlek op het scherm zo klein mogelijk wil maken. In de practijk valt dit vlak echter vrijwel samen met de kleinste doorsnede, in overeenstemming met de gangbare opvattingen over de beeldvorming in kathodestraalbuizen.

R 135: K. S. Knol en G. Diemer: Theory and experiments on electrical fluctuations and damping of double-cathode valves (Philips Res. Rep. **5**, 131-152, 1950, No. 2).

Berekening van de inwendige weerstand en van het geruis van een symmetrische buis die twee tegenover elkaar geplaatste gloeikathoden bevat. De resultaten van metingen aan indirect verhitte kathoden stemmen overeen met de berekeningen en tonen aan — in tegenspraak met de theorie van Fürth — dat de aequivalente ruistemperatuur van dergelijke buizen niet hoger is dan de kathodetemperatuur. Bij direct verhitte kathoden zijn er kleine afwijkingen van de theorie, die nader worden besproken.

R 136: G. Diemer en K. S. Knol: Low-level triode amplifier for microwaves (Philips Res. Rep. **5**, 153-154, 1950, No. 2).

Aangetoond wordt dat met behulp van een nieuw type kathode (de zg. L-kathode, zie Philips techn. T. **11**, 349-358, 1949, No. 12) een triode voor het versterken van centimetergolven kan worden geconstrueerd met een laag ruisniveau (ruisgetal < 7 decibel).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!